ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

K. A. R. Könyvtár

1959 SZEP 21.

Т. XXIII №8

1959

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXIII 1959 № 8

АВГУСТ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР Б. С. Джелепов (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук П. А. Бажулин (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук Ю. В. Хольнов (зам. главного редактора)

Председатель Оргкомитета II Всесоюзной конференции по газовой электронике академик М. А. Леонтович

Материалы II Всесоюзной конференции по газовой электронике
под общей редакцией д-ра техн. наук И. С. Стекольникова
и канд. техн. наук А. Г. Ляпина

Технический редактор *Е. К. Барташевич*

Адрес редакции: Москва, Б — 64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-08947 Подписано к печати 15/VIII 1959 г. Тираж 3025 экз. Заказ 1963
Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Бум. л. 3,75 Печ. л. 10,27+2 вкл. Уч.-изд. л. 10,4

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы II Всесоюзной конференции по газовой электронике

(Москва, 2—26 октября 1958 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Г. Н. ЗАСТЕНКЕР и Г. С. СОЛНЦЕВ

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ФОРМИРОВАНИЮ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В качестве основной характеристики возникновения разряда в большинстве работ принимается напряжение зажигания. Однако для выяснения элементарных процессов, лежащих в основе развития разряда, знания одной этой величины недостаточно. Этим объясняется ряд попыток измерения другой величины, характеризующей возникновение разряда, а именно — времени его формирования. Изучение времени формирования дает возможность наблюдать ход изменения параметров, характеризующих состояние газового промежутка.

Целью настоящей работы являлось изучение процесса формирования высокочастотного разряда в аргоне при частоте поля 3,3 MHz и давлениях от 0,4 до 15 мм рт. ст.

Установка и методика измерений

Изучение формирования разряда проводилось путем наложения в некоторый момент времени на разрядный промежуток ВЧ напряжения постоянной амплитуды и наблюдения за состоянием газа в последующие моменты времени. Это наблюдение осуществлялось путем регистрации интегральной интенсивности свечения при помощи фотоэлектронного умножителя ФЭУ-19. Преимуществом этого метода является возможность обнаружения весьма слабых потоков света, т. е. ранних стадий развития разряда.

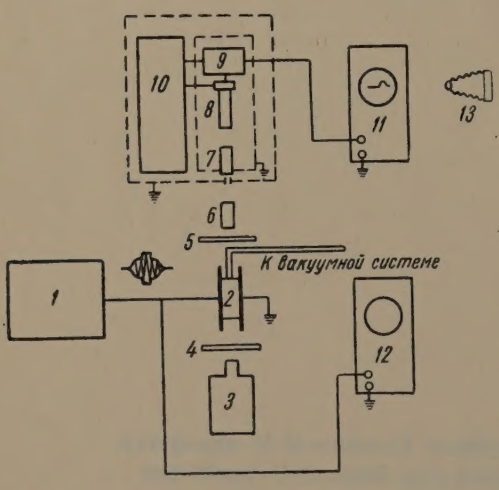


Рис. 1. Блок-схема измерений: *1* — генератор ВЧ импульсов, *2* — разрядная трубка, *3* — ртутная лампа, *4* и *5* — светофильтры, *6* и *7* — объективы, *8* — ФЭУ, *9* — катодный повторитель, *10* — блок питания, *11* и *12* — осциллографы, *13* — фотоаппарат

Блок-схема измерений представлена на рис. 1. Разряд получался в стеклянном цилиндрическом баллоне, расположенном между металлическими пластинами и соединенном с вакуумной установкой. Диаметр баллона — 45 мм, электродов — 70 мм, высота баллона — 22 мм. Опыты проводились в спектрально чистом аргоне.

Генератор ВЧ импульсов подавал на разрядную трубку импульсы пьедестальной формы с длительностью фронта второй ступени значительно меньшей длительности изучаемых процессов. Амплитуда предварительного напряжения была всегда меньше напряжения зажигания в режиме непрерывной генерации. Перед каждой серией измерений проводились контрольные опыты, показавшие, что время формирования не зависит от наличия предварительного напряжения.

Контроль формы и измерение амплитуды ВЧ-напряжения во время импульса производились при помощи осциллографа ИО-4 с точностью 1÷3%. Изображение разрядного промежутка проектировалось на фотокатод ФЭУ-19. Импульсы фототока фотографировались с экрана осциллографа ИО-4. Измерение времени проводилось по меткам с точностью 2÷5%.

Для уменьшения статистического времени запаздывания применялось облучение разрядного промежутка ртутно-кварцевой лампой. На величину напряжения зажигания и времени формирования облучение не оказывало влияния. Светофильтры позволяли защищать ФЭУ от облучения ртутной лампы.

Ряд измерений был проведен одновременно с осциллографированием разрядного тока. Для этого использовалась компенсационная схема, предложенная Фрэнсисом [1], позволяющая исключить ток, обусловленный емкостью между электродами. Результаты, получаемые обоими способами, совпадают.

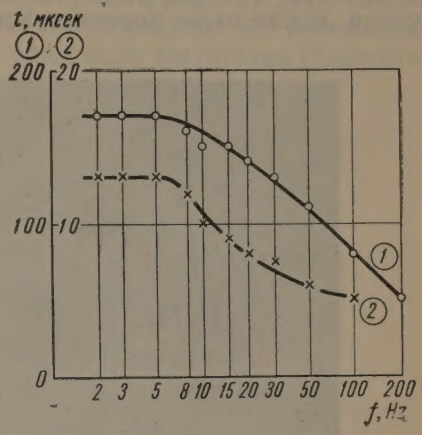


Рис. 2. Зависимость времени формирования от частоты повторения импульсов: $p = 12{,}3$ мм рт. ст., W — перенапряжение: *1* — $W = 2{,}7\%$, *2* — $W = 27\%$

Осциллографирование напряжения на разрядном промежутке, использованное в большом числе работ, имеет тот существенный недостаток, что изменение напряжения на разрядном промежутке является реакцией генератора на изменение нагрузки, т. е. зависит от его выходного сопротивления.

Кроме того, изменение напряжения на разрядном промежутке затрудняет интерпретацию полученных результатов, так как развитие разряда происходит в условиях меняющегося внешнего поля. В данной работе изменение напряжения в процессе развития разряда не превышало 1÷2%.

Первоначально нами применялся известный метод, основанный на изучении зависимости напряжения зажигания от длительности импульса ВЧ колебаний. При этом возникновение разряда фиксировалось визуально по его свечению. Такой способ позволяет грубо оценить время формирования, но не дает возможности изучить ход развития разряда и исследовать поздние стадии, имеющие заметную интенсивность свечения.

При работе в режиме повторяющихся импульсов необходимо, чтобы развитие разряда в каждый последующий импульс не зависело от наличия разряда в предыдущий импульс, т. е. чтобы в течение интервала между импульсами происходила деионизация разрядного промежутка до уровня меньшего, чем обусловленный внешним ионизатором. Такой разряд является одиночным в отличие от самоподдерживающегося импульсного разряда.

Можно экспериментально установить границу между этими видами разряда, измеряя время формирования в зависимости от частоты повторения импульсов. Время формирования при давлении 12,3 мм рт. ст. уменьшается при увеличении частоты повторения выше 6 Hz (рис. 2), что свидетельствует о наличии влияния предыдущего импульса на развитие разряда в последующем. При частоте повторения ниже этой имеет место одиночный импульсный разряд. Граничная частота повторения определялась аналогичным способом при каждом давлении. Большая величина времени деионизации разрядного промежутка объясняется, по-видимому, процессами на поверхности стекла.

Результаты измерений

На рис. 3 представлены типичные осциллограммы интенсивности свечения. Время формирования разряда можно разделить на три стадии: стадию слабого тока (*АВ* на рис. 3, *а*), при которой интенсивность свечения лежит ниже порога чувствительности ФЭУ; стадию сильного тока

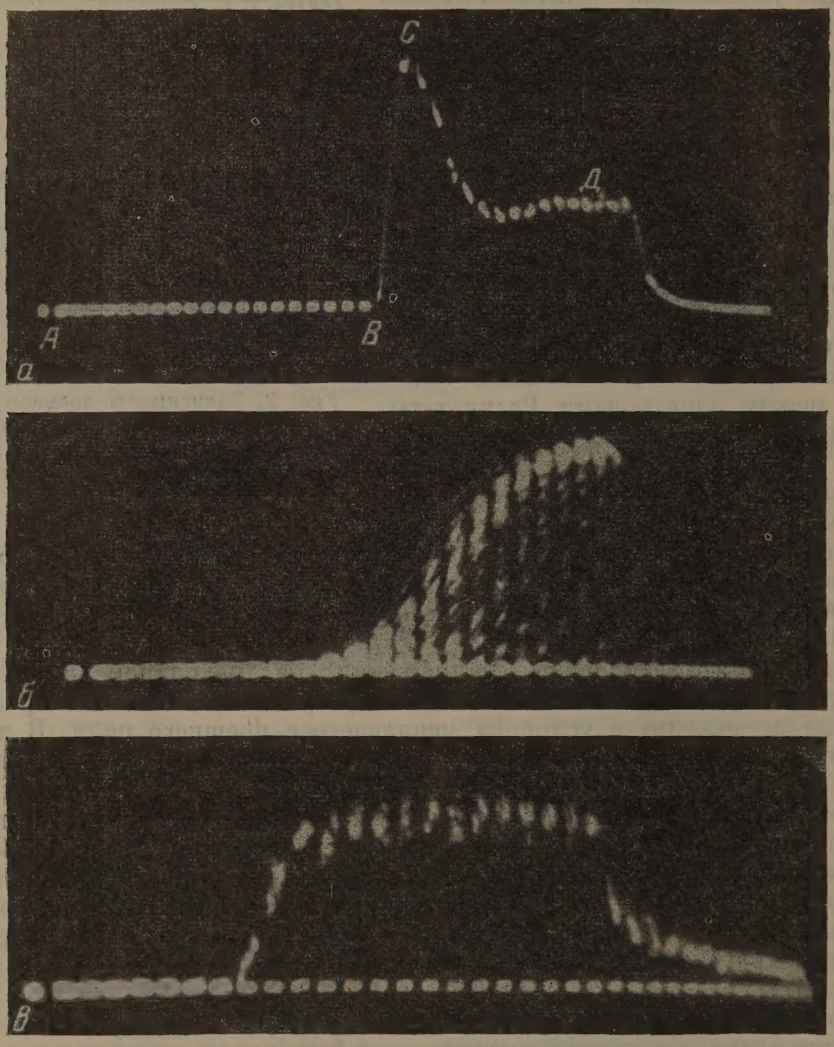


Рис. 3. Осциллограммы интенсивности свечения разряда: *а* — однократный импульс; $p = 9{,}6$ мм рт. ст., $W = 39{,}5\%$; метки — 10 мксек; *б* — 100 импульсов свечения. Условия те же, что и на снимке *а*; метки — 1 мксек; *в* — однократный импульс, $p = 2{,}6$ мм рт. ст., $W = 5\%$; метки — 10 мксек

(*ВС*); когда нарастание свечения и разрядного тока регистрируется аппаратурой, и стадию уменьшения интенсивности, предшествующую стационарному состоянию разряда (*СД*).

При низких давлениях имеет место монотонное нарастание интенсивности свечения вплоть до некоторого постоянного уровня, соответствующего установившемуся разряду. При высоких давлениях уменьшение интенсивности свечения выражено тем сильнее, чем выше давление газа.

При исследовании возникновения разряда важной задачей является разделение времени статистического запаздывания и времени формирова-

ния (т. е. времени от появления свободного электрона до установления стационарного разряда). Экспериментальная трудность такого разделения состоит в том, что начальные стадии формирования разряда не могут быть зарегистрированы измерительной аппаратурой и поэтому дают кажущееся увеличение времени статистического запаздывания. Во избежание этого производилось фотографирование на один кадр достаточно большого

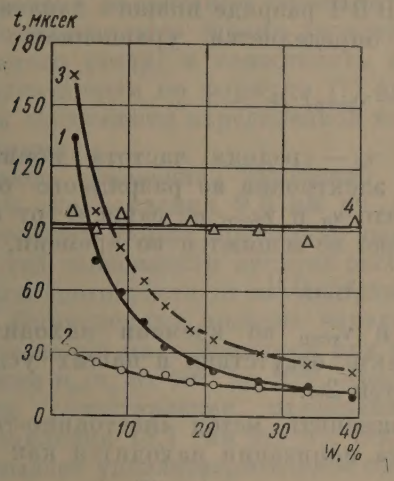


Рис. 4

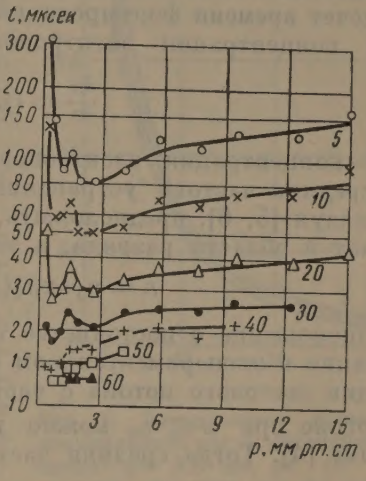


Рис. 5

Рис. 4. Различные стадии формирования разряда в зависимости от перенапряжения: $p = 9{,}6$ мм рт. ст., *1* — стадия слабого тока, *2* — стадия сильного тока, *3* — нарастание интенсивности свечения до максимума, *4* — уменьшение интенсивности свечения

Рис. 5. Зависимость длительности нарастания интенсивности свечения от давления при различных перенапряжениях (указаны в процентах цифрами у кривых)

числа (100 импульсов напряжения) осциллограмм развития свечения разряда (рис. 3, *б*). Отрезок времени от начала развертки до заметного отклонения луча соответствует развитию разряда при очень малых статистических запаздываниях, т. е. является частью времени формирования (стадия слабого тока).

Как и для других форм электрических разрядов, время формирования ВЧ разряда низкого давления зависит от перенапряжения. На рис. 4 видно, что время от начала развития разряда до момента достижения максимальной интенсивности свечения значительно уменьшается при увеличении напряжения выше напряжения зажигания в режиме непрерывной генерации. Наиболее резко меняется длительность стадии слабого тока. Длительность стадии уменьшения интенсивности свечения не зависит от амплитуды приложенного к разрядному промежутку напряжения. Полученные результаты показывают, что длительность стадии слабого тока главным образом определяется величиной внешнего поля, приложенного к разрядному промежутку, т. е. пространственные заряды не играют в это время существенной роли. Независимость стадии уменьшения интенсивности свечения от перенапряжения, наряду с отсутствием этой стадии при низких давлениях, свидетельствует в пользу того, что эта стадия связана с перестройкой пространственных (возможно, поверхностных) зарядов.

Результаты измерений при различных давлениях и разных перенапряжениях представлены на рис. 5. Зависимость времени формирования от давления оказалась сходной с зависимостью напряжения зажигания от давления. Правый минимум имеет место при том же давлении, что и минимум кривой Пашена. Наряду с ним имеется второй минимум (при более низких давлениях), глубина которого увеличивается с ростом перенапря-

жения. Этот минимум, по-видимому, объясняется теми же причинами, что и второй минимум в водороде на кривой Пашена, т. е. увеличением роли дрейфа электронов по сравнению с диффузией [2, 3].

Обсуждение результатов

Для истолкования полученных результатов был проведен приближенный подсчет времени формирования. В ВЧ разряде низкого давления изменение концентрации электронов определяется уравнением [4, 5]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_и - \nu_{устр}) \cdot n \tag{1}$$

где n — концентрация электронов, $\nu_и$ — средняя частота ионизации, $\nu_{устр}$ — средняя частота устранения электронов из разрядного объема. Если, следуя [5, 6], предположить, что $\nu_и$ и $\nu_{устр}$ не зависят от n и от координат в области разряда, а также не меняются во времени, то

$$n = n_0 \exp[(\nu_и - \nu_{устр})\, t]. \tag{2}$$

Предположение о постоянстве $\nu_и$ и $\nu_{устр}$ во времени находит свое обоснование в экспериментальном факте отсутствия в наших условиях модуляции светового потока с частотой 2ω.

В аргоне при $\omega \ll \nu_{ст}$ можно применить метод «постоянно-токовой аналогии» [4]. Тогда средняя частота ионизации находится как

$$\nu_и = \alpha v_д, \tag{3}$$

где α — первый таунсендовский коэффициент, $v_д$ — скорость дрейфа электронов. Вместо напряженности поля в случае постоянного тока вводится эффективное поле $E_{эфф} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$, где E_0 — амплитуда высокочастотного поля.

В наших условиях $\nu_{ст} \sim 10^{10}$ сек$^{-1}$, $\omega = 2 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$; тогда на основе (3) можно вычислить среднюю частоту ионизации по данным для α [7] и для направленной скорости электронов в Ar [8].

Среднюю частоту устранения электронов можно найти из экспериментальных данных о зависимости напряжения зажигания разряда от давления в режиме непрерывной генерации. При пробойной напряженности поля:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (\nu_и - \nu_{устр})\, n = 0. \tag{4}$$

Если механизм устранения включает в себя диффузию, а также уход электронов вследствие дрейфа, учитываемый путем изменения диффузионной длины разрядного промежутка [2, 3], то при данном E/p

$$\nu_{устр} \cdot p = \text{const}. \tag{5}$$

Пользуясь (4) и (5), мы получим:

$$\nu_и - \nu_{устр} = \nu_и \left(1 - \frac{p_2^2}{p_1^2}\right), \tag{6}$$

здесь p_1 — давление, для которого определяется $\nu_{устр}$, p_2 — давление, при котором $\nu_и = \nu_{устр}$ для данного E/p.

Из (2) и (5) время, необходимое для достижения определенной величины концентрации $n_к$, будет равно

$$t = \frac{\ln \frac{n_к}{n_0}}{\nu_и \left(1 - \frac{p_2^2}{p_1^2}\right)} \tag{7}$$

Из экспериментальных данных следует, что для давлений в правой ветви кривой Пашена возрастание интенсивности подчиняется экспоненциальному закону. Отклонение от него в сторону замедления роста начинает проявляться при приближении к максимуму. По осциллограммам можно найти длительность интервала времени от момента начала формирования разряда до момента отклонения закона нарастания свечения от экспоненциального (время экспоненциального роста) и сопоставить его с рассчитанным по формуле (7) временем достижения определенной концентрации.

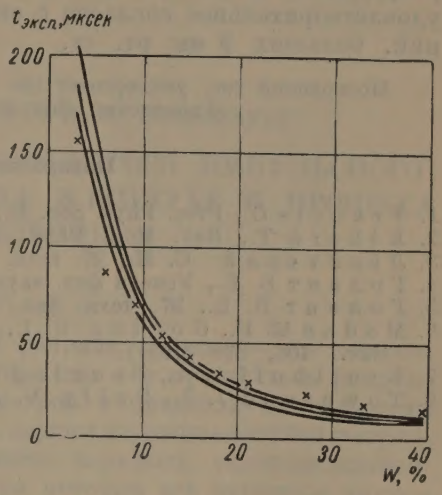


Рис. 6. Длительность времени экспоненциального роста интенсивности свечения: $p = 9{,}6$ мм рт. ст. Расчетные кривые: верхняя — $n_к/n_0 = 10^{10}$, средняя — $n_к/n_0 = 10^9$, нижняя — $n_к/n_0 = 10^8$; крестики – экспериментальные данные

Такое сравнение приведено на рис. 6 для давления 9,6 мм рт. ст. Простейшая теория правильно передает ход зависимости времени экспоненциального роста от перенапряжения. Вычисленные времена нарастания свечения мало меняются при изменении $n_к/n_0$ от 10^8 до 10^{10}. Аналогичное сопоставление, проведенное для давления 15,1 мм рт. ст., также показывает удовлетворительное соответствие между расчетными и экспериментальнми данными. Для меньших давлений сведения о направленной скорости электронов на постоянном токе в Ar отсутствуют. Кроме того, вблизи минимума кривой Пашена и в левой ее ветви амплитуда колебаний электронов становится велика и уравнение, основанное на диффузионном устранении, становится неприменимым.

Необходимо отметить, что предположение о постоянстве $\nu_и$ и $\nu_{устр}$ во времени оказывается несостоятельным при больших концентрациях в поздние стадии развития разряда. Во-первых, происходит нарастание пространственного заряда и заряда на стенках, это ведет к переходу от свободной диффузии электронов к амбиполярной. Во-вторых, происходит перераспределение поля в разрядном промежутке, так что в средней части поле уменьшается, а значит, уменьшается и действующий коэффициент ионизации.

Однако изменения $\nu_и$ и $\nu_{устр}$ с ростом n действуют на длительность времени нарастания в противоположные стороны. Кроме того, существенное изменение этих коэффициентов проявляется лишь при $n \sim 10^8$—10^9 см$^{-3}$, т. е. в конце времени формирования. Поэтому величина времени экспоненциального роста не слишком сильно меняется по сравнению с рассчитанной по простому закону, что и объясняет неплохое согласие теории с экспериментом на рис. 6.

Выводы

1. Разработанная методика позволяет изучать ход изменения во времени различных параметров высокочастотного разряда (напряжения на разрядном промежутке, разрядного тока, свечения газа) в процессе его формирования.

2. Время формирования высокочастотного разряда низкого давления при данных условиях лежит в пределах от 300 до 10 мксек при изменении перенапряжения от 5 до 60%.

3. Зависимость времени формирования от давления аналогична зависимости напряжения зажигания от давления.

4. Теоретический расчет длительности начальной стадии развития разряда, в течение которой роль пространственного заряда мала, дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для давлений, больших 9 мм рт. ст.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Francis G., Proc. Phys. Soc. B., 68, 137 (1955).
2. Kihara T., Rev. Mod. Phys., 24, 45 (1952).
3. Левитский С. М., Ж. техн. физ., 27, 970 (1957).
4. Голант В. Е., Успехи физ. наук, 65, 39 (1958).
5. Голант В. Е., Ж. техн. физ., 27, 756 (1957).
6. Madan M. P., Gordon E. I., Buchsbaum S. J., Brown S. C., Phys. Rev., 106, 839 (1957).
7. Kruithoff A. A., Penning E. M., Physica, 4, 430 (1937).
8. Townsend J. S., Baily V. A., Phil. Mag., 44, 1033 (1922).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

П. С. БУЛКИН, Г. С. СОЛНЦЕВ и В. Н. ПОНОМАРЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ И ПРОЦЕССА ЕГО УСТАНОВЛЕНИЯ

Введение

Известно два вида импульсного СВЧ разряда: первый — это одиночный импульсный разряд, характерный тем, что все процессы в разряде определяются только значениями параметров в пределах длительности импульса, т. е. от 0 до $\tau_{сек}$; второй вид — самоподдерживающийся разряд. Самоподдерживающимся разрядом принято называть установившийся, периодически повторяющийся разряд, при котором все процессы внутри каждого импульса протекают одинаково.

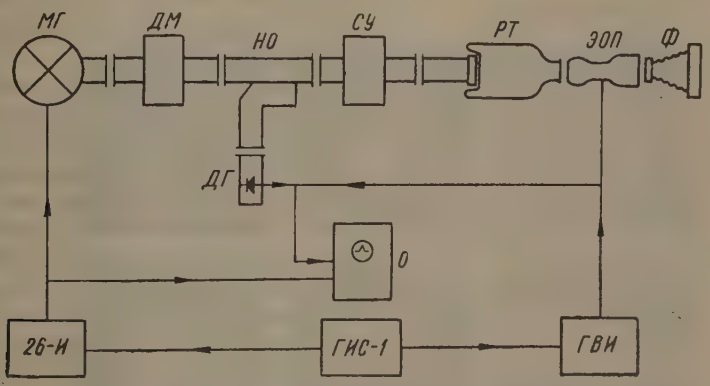


Рис. 1. Блок-схема установки: *МГ* — магнетронный генератор, *ДМ* — делитель мощности, *НО* — направленный ответвитель, *ДГ*—детекторная головка, *СУ*— согласующее устройство, *РТ*— разрядная трубка, *ЭОП* — электронно-оптический преобразователь, *26-И* — генератор импульсов, *ГИС-1*— генератор импульсов, *ГВИ* — генератор высоковольтных импульсов, *Ф* — фотокамера, *О* — осциллограф

Исследование формирования импульсного СВЧ разряда надо разделить на две части: во-первых, процесс формирования разряда в течение импульса в установившемся режиме; во-вторых, установление этого режима.

Большинство посвященных этому вопросу работ [1—8] ставит целью измерение пробойной напряженности поля (или мощности) и времен запаздывания разряда. Настоящая работа ставит своей целью разработку методики изучения протекания процессов формирования импульсного СВЧ разряда в воздухе на частоте 9400 MHz в диапазоне давлений 0,1÷÷40 мм рт. ст.

1. Формирование самоподдерживающегося разряда в течение импульса

Примененная нами экспериментальная установка позволяла: 1) фиксировать изменение амплитуды отраженной волны в волноводе при возникновении разряда, 2) исследовать изменение линейных размеров разряда

во времени при помощи электронноптического преобразователя (ЭОП), 3) изучать интенсивность свечения любой части разряда при помощи фотоумножителя ФЭУ.

Разряд возникал на плоском дне стеклянной разрядной трубки, к которому извне прижимался фланец волновода. Такая конструкция обеспечивала лучшую возможность наблюдения развития разряда по сравнению с разрядом в волноводе. Два окна в трубке позволили наблюдать разряд в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Через окна производилось также освещение разрядной области ртутной лампой ПРК-4 для уменьшения статистических запаздываний. Блок-схема установки представлена на рис. 1. Синхронизация блоков осуществлялась импульсным генератором ГИС-1. С него подавался импульс на ,генератор 26-И, необходимый для запуска генератора СВЧ колебаний. Другой импульс, с регулируемой относительно первого задержкой, служил для запуска генератора прямоугольных импульсов (длительности от 0,3 до 1 мксек) высокого напряжения, необходимых для управления ЭОП.

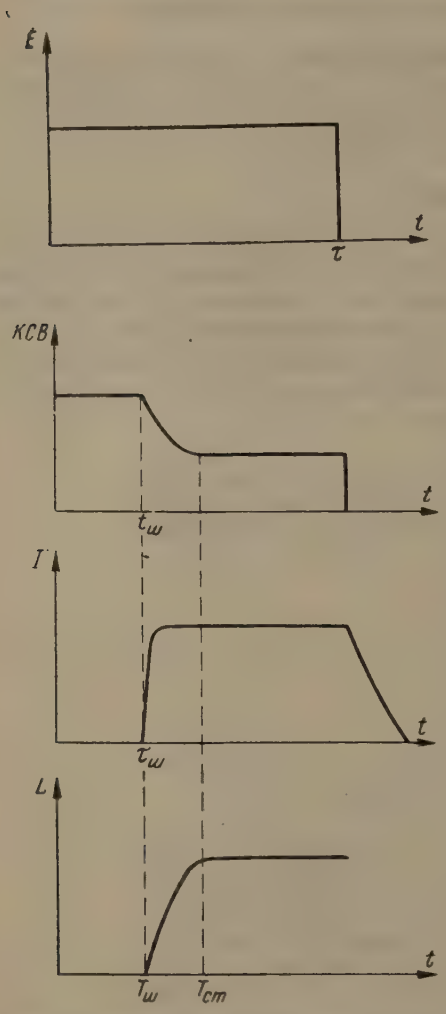


Рис. 2. Зависимость от времени напряженности поля в импульсе E, коэффициента стоячей волны КСВ, интенсивности свечения центральной части разряда I и линейных размеров разряда L

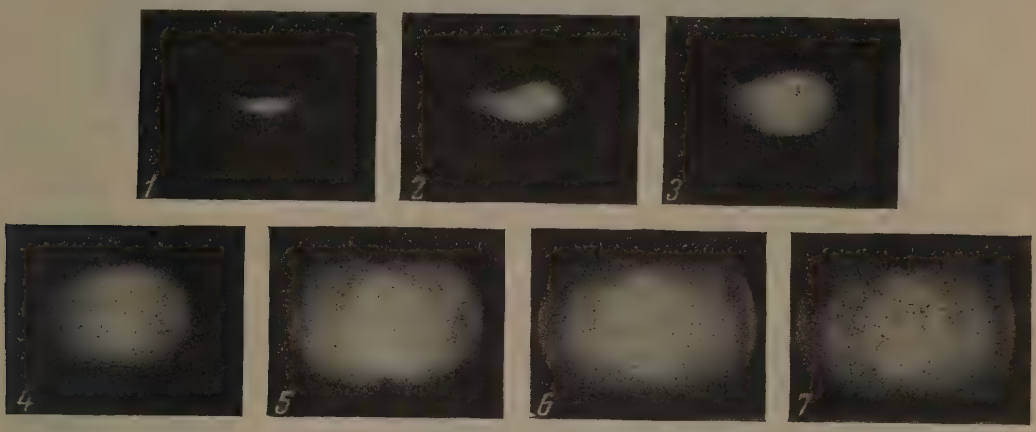
Аналогичная схема применялась для исследования светового излучения разряда. Регистрация свечения производилась при помощи фотоумножителя ФЭУ-19 с катодным повторителем. На фотокатод проектировалась область разряда с наибольшей напряженностью поля. Площадь этой области составляла ~ 5 мм^2.

Вид осциллограмм свечения в области максимальной напряженности поля зависит от частоты посылок СВЧ импульсов. При малых частотах внутри импульса наблюдаются статистические запаздывания. При больших частотах запаздывания практически отсутствуют. Исследования велись в режиме, когда запаздываний не было.

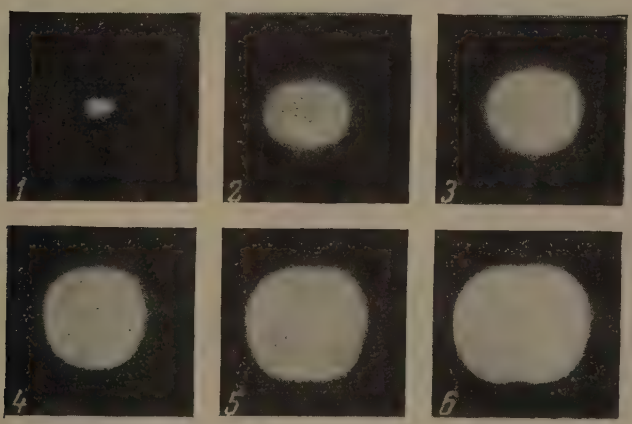
После подачи СВЧ импульса сначала наблюдается некоторый интервал времени, в течение которого свечения не заметно. Далее следует резкое возрастание интенсивности свечения (рис. 2). Момент резкого увеличения свечения совпадает с моментом $t_ш$ начала шунтирования волновода, определяемого по изменению коэффициента стоячей волны (КСВ). Локальная интенсивность свечения после достижения некоторой величины остается постоянной до конца импульса.

Начиная с момента $t_ш$ на экране ЭОП, в месте наибольшей напряженности СВЧ поля, появляется свечение (рис. 3, *а*). В дальнейшем размеры свечения увеличиваются. Разряд растет в плоскости, перпендикулярной оси волновода. Рост размеров разряда либо прекращается внутри импульса, либо продолжается до его конца (рис. 3, *б*).

В результате обработки снимков с экрана ЭОП получены графики роста линейных размеров разряда во времени в двух взаимно перпендикулярных направлениях (рис. 4). При низких давлениях размеры разряда быстро достигают максимальной величины и далее остаются неизменными (рис. 4,*а*). При высоких давлениях после момента $t_ш$ и быстрого роста раз-



а



б

Рис. 3. Развитие разряда: *а* — p = 1,9 мм рт. ст., $\tau_и$ = 3 мксек, ν = 680 Hz (фотографии разряда через: *1* — 1,45 мксек, *2* — 1,6 мксек, *3* — 1,7 мксек, *4*—1,8 мксек, *5*—2,0 мксек, *6* —2,4 мксек, *7*—3,0 мксек); *б* — p = 25,4 мм рт. ст., $\tau_и$ =3 мксек, ν = =680 Hz (фотографии разряда через: *1* —0,6 мксек, *2*—0,7 мксек, *3*—0,9 мксек, *4*—1,1 мксек, *5*—2,1 мксек, *6*—3,0 мксек)

меров разряда следует период более медленного нарастания размеров, продолжающийся до конца импульса (рис. 4, *б*).

2. Установление самоподдерживающегося разряда

Изучение установления самоподдерживающегося разряда производилось при помощи схемы, позволяющей многократно воспроизводить процесс перехода к установившемуся режиму. Блок-схема принципиально не отличалась от описанной выше. Различие состоит в том, что запускающий генератор импульсов вырабатывал группы импульсов — пакеты. Частота следования пакетов была 50 Hz. Интервалы между импульсами в пакете могли меняться от 0,1 до 70 мксек. Число импульсов в пакете могло изме-

няться; обычно их было пять. Пакеты импульсов через блок 26-И запускали генератор СВЧ импульсов.

Свечение разряда осциллографировалось. При этом наблюдалось суммарное изменение свечения за счет изменения локальной яркости и раз-

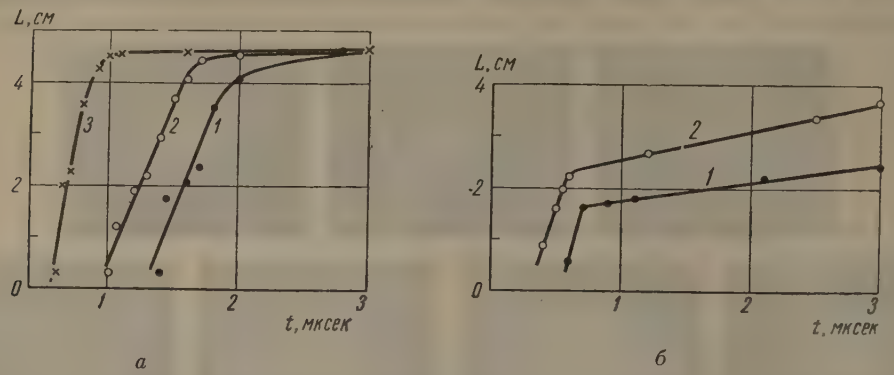


Рис. 4. Зависимость линейных размеров разряда от времени при разных перенапряжениях K: $а$ — $p = 1{,}9$ мм рт. ст. (1 — $K = 106\%$, 2 — $K = 111\%$, 3 — $K = 120\%$); $б$ — $p = 25{,}4$ мм рт. ст. (1 — $K = 112\%$, 2 — $K = 147\%$)

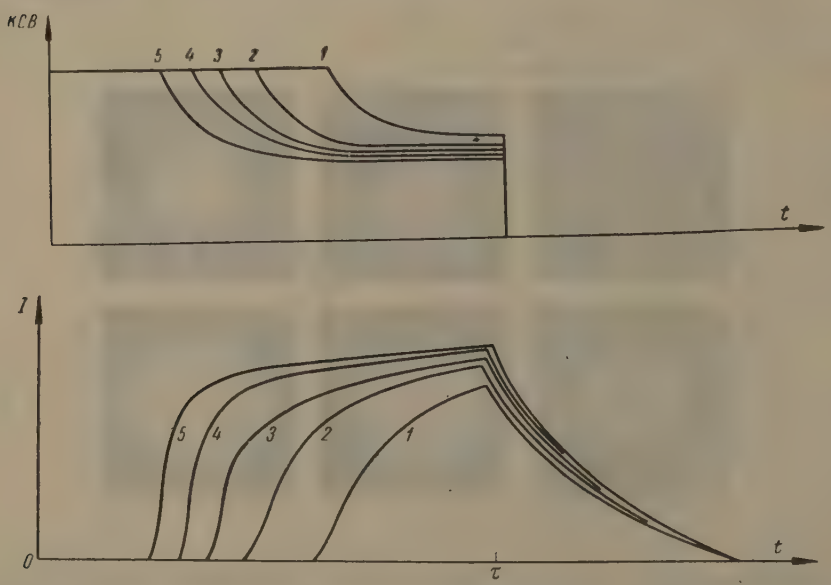


Рис. 5. Зависимость КСВ и интенсивности свечения от времени в пяти импульсах пакета

меров разряда. Так как интенсивность свечения в каждом импульсе пакета статистически меняется, то в работе фиксировалось ее максимальное значение.

Наблюдалось также изменение амплитуды отраженной волны в волноводном тракте. Увеличение размеров разряда от импульса к импульсу исследовалось также при помощи киносъемки камерой типа СКС-1, работавшей в режиме непрерывного движения пленки.

Опыт показал, что самоподдерживающийся разряд не всегда устанавливается за один импульс. Переход этот может захватывать значительное число импульсов. На рис. 5 показаны наложенные друг на друга осциллограммы свечения от пяти следующих друг за другом импульсов. В каждом последующем импульсе свечение нарастает, не повторяя хода нарастания в предыдущем импульсе.

Из аналогичных осциллограмм амплитуды отраженной волны видно, что время начала шунтирования тракта от импульса к импульсу убывает. Это значит, что в каждом последующем импульсе концентрация электронов, соответствующая шунтированию тракта, возникает раньше. Съемка ско-

Рис. 6. Фотографии разряда в пяти импульсах пакета

ростной кинокамерой показала, что размеры разряда от импульса к импульсу растут (рис. 6).

Была исследована зависимость нарастания амплитуды свечения в ходе процесса установления от давления, перенапряжения и частоты следования импульсов в пакете или интервала времени между импульсами пакета. На рис. 7 показана амплитуда свечения в каждом из пяти импульсов пакета в зависимости от условий. При изменении интервала между импульсами для каждого давления амплитуда СВЧ поля поддерживалась неизменной.

С уменьшением интервалов между импульсами интенсивность свечения последующих импульсов нарастает быстрее, а число импульсов установления сокращается. По мере уменьшения давления длительность процесса установления становится меньше. Амплитуда первого импульса при фиксированном давлении не зависит от интервала между импульсами.

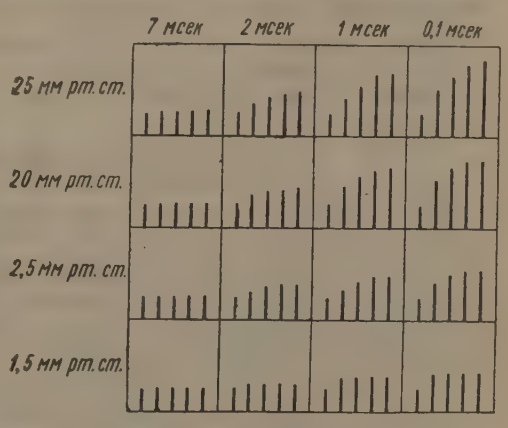


Рис. 7. Амплитуда свечения в каждом импульсе пакета в зависимости от давления p и интервала T между импульсами

3. Обсуждение результатов

В случае разряда на постоянном токе или при непрерывной генерации высокочастотных колебаний под временем формирования подразумевается обычно время от момента наложения напряжения до установления стационарного разряда, исключая статистические запаздывания. При импульсном режиме за время длительности импульса τ разряд может вообще не достичь установившейся формы. Поэтому говорить о времени формирования в смысле непрерывного режима генерации не представляется целесообразным.

При регистрации отраженной волны можно измерить момент начала заметного шунтирования волноводного тракта $t_ш$. Это время зависит от чувствительности индикатора отраженной волны, но не связано явно с изменением размеров разряда во времени. Заметное изменение КСВ зависит не только от значения концентрации электронов, но и от размеров области, в которой эта концентрация достаточно велика.

При регистрации локального свечения в месте максимума СВЧ поля можно измерять время начала появления свечения $\tau_{зд}$ (см. рис. 2). Эти измерения связаны с чувствительностью ФЭУ и с размерами области, где наблюдается свечение.

При регистрации размеров разряда при помощи ЭОП момент возникновения свечения определяется по пересечению кривой роста разряда с осью абсцисс ($T_ш$). На этом же графике можно определить момент резкого изменения скорости роста разряда $T_{ст}$.

Как показал опыт, величины $t_ш$, $\tau_ш$ и $T_ш$ в пределах точности эксперимента оказались одинаковыми. Эти результаты позволяют сказать, что процесс развития разряда внутри импульса в установившемся режиме можно характеризовать двумя параметрами: а) время от начала импульса до $t_ш = \tau_ш = T_ш$, определяемое любым из трех описанных выше методов; физически это время соответствует установлению локального стационарного состояния; возникающая при этом «плазменная пробка» препятствует дальнейшему локальному развитию разряда в направлении распространения электромагнитной энергии; б) время от начала импульса до момента $T_{ст}$, соответствующее установлению стационарного состояния во всей области, занимаемой разрядом; это время измеряется при помощи ЭОП или индикатора отраженной волны. Эти времена являются основными характеристиками развития разряда. В зависимости от практической цели, за время формирования можно принять либо тот, либо другой параметр. Развитие разряда в течение импульса состоит из трех этапов.

Первый этап — рост концентрации электронов в месте наибольшей напряженности СВЧ поля от значения n_0 до $n_ш \approx 10^9 \div 10^{10}$ см$^{-3}$ [7]. Длительность этого этапа определяется всеми тремя способами (в исследованном интервале давлений).

Второй этап — быстрое увеличение размеров разряда, что фиксируется при помощи ЭОП; величина этой скорости роста разряда в плоскости, перпендикулярной оси волновода, составляет $\sim 10^7$ см сек$^{-1}$. Этот этап связан с искажением СВЧ поля «плазменной пробкой». Тот факт, что скорость роста разряда мало меняется с изменением давления, может быть объяснен только с учетом поведения как коэффициента ионизации, так и искажения СВЧ поля.

Третий этап характеризуется меньшей скоростью роста размеров разряда. При малых давлениях (1÷5 мм рт. ст.) эта скорость в пределах точности измерений равна нулю. При давлениях 20÷40 мм рт. ст. скорость роста может достигать 10^5—10^6 см сек$^{-1}$. То обстоятельство, что такой рост наблюдается лишь при повышенном давлении, дает основание полагать, что он связан с увеличением температуры нейтрального газа в разрядной области. Это подтверждается сильным нагреванием поверхности, на которой горит разряд при больших давлениях.

При воздействии на разрядный промежуток СВЧ импульсов, следующих друг за другом с заданной частотой, первый импульс в этой последовательности действует как независимый. Формирование разряда в первом импульсе начинается в условиях, которые не зависят от частоты следования импульсов. Следовательно, все процессы в нем протекают так, как они должны протекать при формировании одиночного импульсного разряда.

Развитие разряда под действием последующих импульсов определяется, кроме того, и процессами в течение времени между импульсами, т. е. в первую очередь остаточной концентрацией электронов. Это развитие заканчивается установлением самоподдерживающегося импульсного разряда. Следовательно, процесс установления — это переход от разряда одиночных импульсов к самоподдерживающемуся разряду. Влияние предыдущего импульса на последующие в процессе установления заключается в изменении начальных условий перед каждым последующим импульсом, т. е. в увеличении начальной концентрации и в изменении ее пространственного распределения. Это, в свою очередь, ведет к изменению скорости формирования.

Чем больше начальная концентрация, тем быстрее достигается момент $t_ш$, когда начинается шунтирование волновода. При этом приближается

к началу импульса и момент появления свечения, и момент начала искажения конфигурации полей, т. е. вторая и третья стадии разряда. Поэтому от импульса к импульсу размеры разряда растут.

При уменьшении интервалов между импульсами остаточная концентрация растет, и переход к самоподдерживающемуся разряду завершается быстрее. Аналогичным образом влияет на остаточную концентрацию перенапряжение.

Так как величина остаточной концентрации электронов связана с коэффициентом деэлектронизации, то на длительность переходного процесса должно влиять давление. С ростом давления деэлектронизация идет быстрее. Поэтому при прочих равных условиях (перенапряжения, частота повторения) установление самоподдерживающегося разряда происходит быстрее.

Выводы

1. Разработана методика для комплексного изучения формирования импульсного СВЧ разряда путем регистрации изменения КСВ, локального свечения и размеров разряда. Показано соответствие стадий формирования, полученных различными способами.

2. Установлено три этапа развития самоподдерживающегося импульсного СВЧ разряда в воздухе при давлениях 1—40 мм рт. ст. при особой конфигурации полей.

3. При помощи пакетного режима работы СВЧ генератора обнаружено, что установление режима самоподдерживающегося разряда может происходить в течение нескольких импульсов в зависимости от давления, перенапряжения и частоты повторения.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Posin D. Q., Phys. Rev., **73**, 496 (1948).
2. Cooper R., Proc. Instn Electr. Engrs, **94**, III, 315 (1947).
3. Мицук В. Е., Солнцев Г. С., Хохлов М. З., Булкин П. С., Застенкер Г. Н., Радиотехника и электроника, **3**, *5*, 698 (1958).
4. Хохлов М. З., Булкин П. С., Мицук В. Е., Таскаева Т. Ф., Радиотехника и электроника, **3**, *5*, 304 (1958).
5. Булкин П. С., Хохлов М. З., Радиотехника и электроника **3**, 806 (1958).
6. Солнцев Г. С., Застенкер Г. Н., Радиотехника и электроника, **3**, 811 (1958)
7. Roberts L. W., Gould L., J. Appl. Phys., **27**, *10*, 1164 (1956).
8. Голант В. Е., Успехи физ. наук, **65**, *1*, 39 (1958).
9. Prouse W. A., Proc. I. E. E., **99**, IV, 194 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

С. М. ЛЕВИТСКИЙ и И. П. ШАШУРИН

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЗАРЯДОВ В ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗОНДА

За последнее десятилетие значительные успехи в исследовании газового разряда были достигнуты благодаря применению нового СВЧ метода исследования плазмы — метода полого резонатора [1]. Не перечисляя здесь достоинств этого метода и успехов, достигнутых благодаря его применению, мы хотим лишь указать на присущие ему недостатки.

1. Для применения метода полого резонатора необходимо сочетать или сопрягать конструкцию разрядной лампы с конструкцией полого резонатора, что не всегда представляется удобным и возможным.

2. Метод позволяет в его простейшем варианте измерять лишь сравнительно невысокие концентрации зарядов [2].

3. Метод всегда дает лишь усредненное значение концентрации зарядов по объему, в котором плазма взаимодействует с СВЧ электрическим полем.

Применение интерференционного метода, при котором плазма «просвечивается» радиоволнами, устраняет в значительной мере первые два недостатка; но и в этом случае значение концентрации электронов получается усредненным [3].

Для локального измерения параметров плазмы вряд ли можно в принципе предложить какой-либо иной метод, нежели введение внутрь ее тех или иных зондов. Для того чтобы сохранить преимущества СВЧ методов исследования плазмы и вместе с тем получить локальные значения концентрации зарядов, подобный зонд должен представлять собой СВЧ колебательную систему с проникающим в окружающую плазму, но локально сконцентрированным электрическим полем. Погрузив такую систему в разряд и наблюдая за ее поведением, можно судить о концентрации зарядов в ее окрестностях.

В качестве подобных СВЧ зондов можно использовать такие СВЧ колебательные системы, как диполь, симметричный и несимметричный вибратор, двухпроводную линию и т. п. При этом следует отдавать предпочтение системам, у которых электрическое поле более сконцентрировано и которые обладают меньшим излучением.

В нашей работе мы применяли несимметричный вибратор и двухпроводную линию.

1. Несимметричный вибратор (рис. 1, *а*)

В качестве колебательной системы служил отрезок провода *1* длиной 27 мм и ϕ 0,8 мм. Он располагался нормально к металлическому диску *2* достаточно большого диаметра. Этот диск одновременно служил анодом разрядной лампы. Лампа была наполнена насыщенными парами ртути, и в ней, благодаря наличию мощного оксидного катода *3*, мог создаваться довольно интенсивный разряд. При этом вибратор оказывался окруженным плазмой.

Вибратор возбуждался через коаксиальный фидер *4*, который в свою очередь сочленялся с волноводом *5* и возбуждался волной, распространяв-

шейся по волноводу. Система из двух поршней *6* служила для согласования фидера с волноводом. Волновод соединялся с генератором через волноводную измерительную линию, развязанную относительно генератора аттенюатором в 20 db. Длина волны измерялась волномером.

Измерения велись в диапазоне 8÷13 см. Температура стенок баллона поддерживалась равной 50—60°. Концентрация электронов в разряде могла измеряться цилиндрическим зондом *7*.

Когда система бывала согласованной, картина стоячей волны в волноводе весьма остро зависела от режима работы вибратора. Изменение концентрации зарядов в плазме, окружавшей вибратор, приводило к существенному изменению как КСВ, так и положения узлов колебаний в измерительной линии.

Наша задача сводилась к измерению входного сопротивления вибратора. Если представить наш несимметричный вибратор как однородную линию, погруженную в среду с диэлектрической проницаемостью ε, то реактивная часть его входного сопротивления в пренебрежении активных потерь будет иметь вид [4]:

$$X_{\text{вх}} = -\frac{W_1}{\sqrt{\varepsilon}} \operatorname{ctg} \alpha_1 l \sqrt{\varepsilon}, \qquad (1)$$

где l — длина вибратора, W_1 и α_1 — волновое сопротивление линии и коэффициент распространения волны при $\varepsilon=1$.

Определив из этого выражения ε, можно найти концентрацию зарядов в плазме, используя известное выражение

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m\omega^2} \qquad (2)$$

(в условиях нашего эксперимента $\nu^2 \ll \omega^2$).

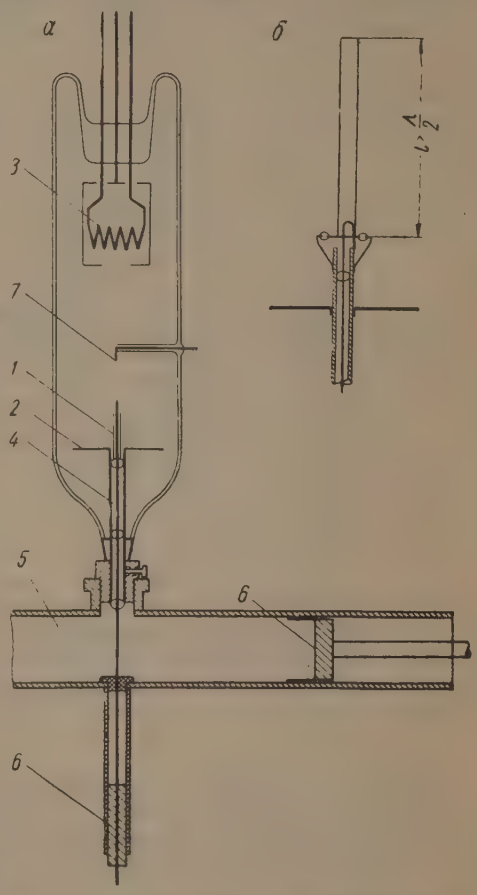


Рис. 1. *а*—Конструкция экспериментальной лампы, СВЧ зонда и системы его возбуждения. Зонд выполнен в виде несимметричного вибратора. *б* — Конструкция СВЧ зонда в виде отрезка двухпроводной линии

Измерительная линия давала значения полного сопротивления лишь для сечения своего выходного фланца. Потому нам приходилось представлять участок системы, начиная от фланца линии и до выхода фидера как четырехполюсник, определять параметры этого четырехполюсника и производить пересчет полного сопротивления от одних клемм четырехполюсника к другим [5].

Результаты измерений на волне 10 см представлены на рис. 2. Там же вычерчена кривая, подсчитанная по формулам (1) и (2). Разрыв функции наступает при $\varepsilon=0$. Как видно, эта точка в эксперименте получается при бо́льших интенсивностях разряда, нежели это следует из расчета.

Одновременно с измерением входного сопротивления вибратора была исследована его излучательная способность. Для этого на некотором расстоянии от лампы помещалась приемная антенна и измерялась уловленная ею мощность.

Когда диэлектрическая проницаемость плазмы в окрестностях вибратора достигала нуля, его электрическая длина также обращалась в нуль, и излучение должно было прекратиться. Этот эффект наблюдался на эксперименте, но полное прекращение излучения наблюдалось, как правило, при концентрациях электронов, несколько больших, чем то следовало из формулы (2).

Анализируя работу вертикального вибратора в качестве ВЧ зонда, необходимо отметить, что он не вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к подобной системе. Размеры области, заполненной электрическим полем вибратора, будут порядка длины вибратора, а длина вибратора составляет около 1/3 диаметра лампы. Потому в данном случае о локальности измерений можно говорить лишь в грубом приближении.

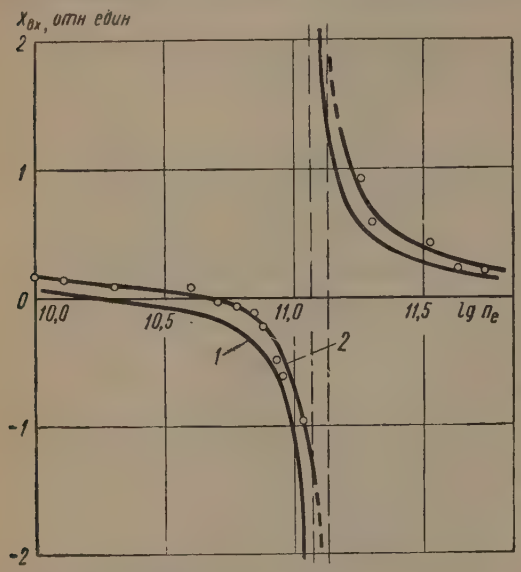


Рис. 2. Зависимость входного сопротивления несимметричного вибратора от концентрации электронов в плазме. Длина волны 10 см. Кривые: *1* — расчетная, *2* — экспериментальная

2. Двухпроводная линия

Более удобным для практического применения оказалось устройство, где в качестве СВЧ колебательной системы применялся отрезок двухпроводной линии (рис. 1, *б*). Диаметр проводов был 0,8 мм, а расстояние между их осями 3,5 мм. Оба конца отрезка линии были замкнуты накоротко. Геометрическая длина отрезка l превышала половину длины возбуждавшей его волны.

Линия возбуждалась индуктивно от небольшой петли, которой оканчивался коаксиальный фидер. В остальном лампа и СВЧ система ничем не отличались от вышеописанной. Двупроводная линия была изолирована по постоянному току от анода и фидера двумя стеклянными бусинами и в плазме приобретала соответствующий стеночный потенциал.

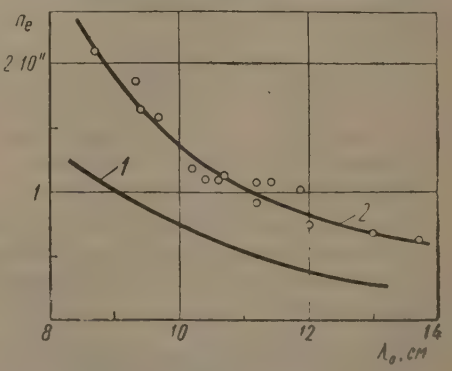


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов в плазме от длины волны, на которой имел место резонанс отрезка двухпроводной линии, погруженного в эту плазму. Кривая *1* — расчетная, *2* — концентрация электронов измерена ленгмюровским зондом

По мере увеличения интенсивности плазмы, окружающей систему, электрическая длина линии, равная $l_{эл} = l\sqrt{\varepsilon}$, уменьшалась и при некотором значении концентрации электронов становилась равной полуволне. При этом в системе наступал резонанс, что сопровождалось интенсивным отбором ВЧ энергии из волновода в двухпроводную линию и вызывало резкое изменение картины стоячих волн в волноводе. Момент резонанса можно было легко заметить по резкому изменению показаний прибора линии.

Результаты измерений представлены на рис. 3. Нижняя кривая соответствует концентрации электронов, измеренной по резонансу отрезка линии, верхняя — обычным цилиндрическим зондам. Как видно, метод СВЧ зонда дает по сравнению с методом обычного зонда вдвое более низкие значения концентрации зарядов. Аналогичный результат был получен нами и для подобной системы, работавшей в 3-сантиметровом диапазоне. Получившееся расхождение можно объяснить тем, что вокруг проводов линии благодаря наличию стеночного потенциала образуются слои объемного заряда.

К этому же следует добавить, что за слоем объемного заряда по существующим представлениям должен идти так называемый переходный слой с пониженной концентрацией зарядов [6]. Протяженность этого слоя неизвестна, но, по всей вероятности, толщина его больше, чем толщина слоя объемного заряда.

Все это приводит к тому, что в окрестности линии плазма обеднена электронами по сравнению с невозмущенной плазмой. Именно это и фиксирует наш эксперимент.

Подводя итоги проделанной работы, можно констатировать, что попытка измерить локальную концентрацию электронов путем введения в плазму СВЧ колебательных систем в принципе себя оправдала. Результаты измерений искажаются пока ионными слоями, возникающими у поверхности СВЧ зонда. Если эти эффекты возмущения удастся преодолеть или, по крайней мере, учесть, то мы будем иметь новый СВЧ метод исследования плазмы, обладающий почти всеми преимуществами метода полого резонатора, не превосходящий его по сложности и вместе с тем свободный от всех тех недостатков метода полого резонатора, которые были перечислены в начале данной статьи.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность профессору Н. Д. Моргулису за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Киевский гос. университет
Кафедра электроники

Цитированная литература

1. Райзер М. Д., Шпигель И. С., Успехи физ. наук, 64, 641 (1958).
2. Buchsbaum S. J., Brown S. C., Phys. Rev., 106, 196 (1957).
3. Whitmer R. F., Phys. Rev., 104, 572 (1956).
4. Асеев Б. П., Основы радиотехники, стр. 243.— Связьиздат, 1947.
5. Справочник по волноводам, стр. 135.— Сов. радио, 1952.
6. Guthrie A., Wakerling R. K., The characteristics of electrical discharges in magnetic fields, 2, 3.—Mc-Graw Hill Comp., N. -Y., 1949.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Е. ГОЛАНТ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

В ряде работ [1—4] было показано, что условием возникновения импульсного СВЧ разряда во многих случаях является достижение некоторого критического значения средней частоты ионизации электронами атомов газа

$$\nu_и = \nu_{и.кр}. \qquad (1)$$

При этом величина $\nu_{и.кр}$ определяется длительностью импульса τ и начальной концентрацией электронов. В случае возникновения самоподдерживающегося разряда под воздействием периодически повторяющихся ВЧ импульсов

$$\nu_{и.кр} = \nu'_у \frac{T}{\tau}, \qquad (2)$$

где $\nu'_у$ — средняя частота устранения электронов в период между импульсами (предполагается, что она постоянна на протяжении этого периода), T — промежуток времени между импульсами *.

При помощи равенства (1) может быть вычислена критическая напряженность поля $E_{кр}$, определяющая возникновение импульсного СВЧ разряда, если известна зависимость средней частоты ионизации от амплитуды напряженности поля $\nu_и(E)$.

Такое вычисление было ранее проделано для аргона [3, 4] и неона [5], для которых зависимость $\nu_и(E)$ была определена при помощи функции распределения электронов по энергиям. Для гелия может быть использована зависимость $\nu_и(E)$, полученная в работе [6]. В настоящей работе приводятся результаты вычисления $\nu_и$ для других инертных газов — криптона и ксенона. На основе полученных результатов в работе далее вычислена критическая напряженность, определяющая возникновение импульсного СВЧ разряда в инертных газах. Результаты вычислений критической напряженности сравниваются с экспериментальными результатами.

Вычисление средней частоты ионизации электронами атомов криптона и ксенона

Чтобы вычислить функцию распределения электронов по скоростям, необходимо прежде всего получить аналитическое выражение для зависимости эффективных поперечных сечений столкновений электронов с атомами от их энергии. Для поперечного сечения передачи импульса

* Более точно условие возникновения высокочастотного импульсного разряда записывается в виде $\nu_и - \nu_у = \nu_{и.кр}$ ($\nu_у$ — средняя частота устранения электронов). Однако при возникновении разряда под воздействием импульсов малой длительности $\nu_у \ll \nu_и$ и процессы устранения электронов могут не учитываться.

s^* в криптоне и ксеноне примем следующую апроксимацию:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{при } x > 1 & s^* = \dfrac{s_0}{\sqrt{x}}; \\ \text{при } 1 > x > x_0 & s^* = s_0 x; \\ \text{при } x < x_0 & s^* = a - b\sqrt{x}. \end{array}\right\} \qquad (3)$$

Здесь $x = U/U_0$, eU — энергия электрона, U_0 — потенциал низшего уровня возбуждения атомов ($U_{0\,\mathrm{Kr}} = 9{,}9$ V, $U_{0\,\mathrm{Xe}} = 8{,}3$ V), N — концен-

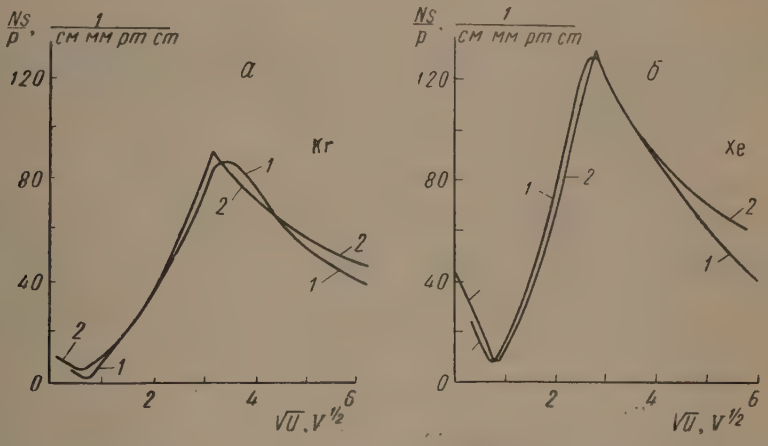


Рис. 1. *1* — Кривая, полученная из результатов измерения полного поперечного сечения и углового распределения рассеянных электронов [7], *2* — апроксимирующая кривая

трация атомов, p — давление газа. Как видно из рис. 1, принятая апроксимация согласуется с экспериментальной зависимостью для энергий электронов, меньших 20—30 eV. Например, для Kr $\frac{Ns_0}{p} = 90 \frac{1}{\text{см·мм рт. ст.}}$; $x_0 = 0{,}05$; $\frac{Na}{p} = 10$; $\frac{Nb}{p} = 24{,}5 \frac{1}{\text{см·мм. рт. ст.}}$; для Xe $\frac{Ns_0}{p} = 125 \frac{1}{\text{см·мм рт. ст.}}$; $x_0 = 0{,}08$; $\frac{Na}{p} = 45$; $\frac{Nb}{p} = 123 \frac{1}{\text{см·мм рт. ст.}}$.

Экспериментальные данные о суммарном поперечном сечении неупругих процессов ($s_{\text{н.у}}$) и о поперечном сечении ионизации ($s_{\text{и}}$) в криптоне и ксеноне отсутствуют. В связи с тем, что ход зависимости от энергии этих сечений вблизи потенциалов возбуждения и ионизации примерно одинаков для различных газов, мы примем такую апроксимацию этих зависимостей, какая была ранее выбрана для аргона [3]:

$$s_{\text{н.у}} = s_{0\,\text{н.у}} x^{1/2}(x - 1); \qquad (4)$$

$$s_{\text{и}} = s_{0\text{и}} \left(\frac{U}{U_{\text{и}}} - 1 \right), \qquad (5)$$

где $U_{\text{и}}$ — потенциал ионизации ($U_{\text{и Kr}} = 14{,}0$ V; $U_{\text{и Xe}} = 12{,}1$ V). В выражениях (4) и (5) параметры $s_{0\,\text{н.у}}$ и $s_{0\text{и}}$, определяющие величину сечений, остаются пока неизвестными. При помощи выражений (3) — (5) оказывается возможным составить и проинтегрировать кинетическое уравнение для функции распределения электронов по скоростям.

Таким же образом, как это было сделано для аргона [3], и при аналогичных допущениях можно получить следующее выражение для

изотропной составляющей функции распределения электронов — $f_0(x)$:

$$\left.\begin{aligned}
&\text{при } x>1 \qquad f_0(x)=Ax^{-3/4}(x-1)^{1/2}K_{1/3}\left[\frac{2}{3}\sqrt{\beta}\,(x-1)^{3/2}\right];\\
&\text{при } 1>x>x_0 \quad f_0(x)=Bx-\frac{1}{2}\frac{B\xi}{x^2}+C;\\
&\text{при } x<x_0 \qquad f_0(x)=D(a\ln x-2b\sqrt{x})-D\xi\left(\frac{1}{ax}+\frac{2b}{a^2x^{1/2}}-\right.\\
&\qquad\qquad \left.-\frac{2b^2}{a^3}\ln\frac{\sqrt{x}}{a-b\sqrt{x}}\right)+G.
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Здесь

$$\beta=\frac{3}{2}\frac{U_0^2}{\left(\frac{E}{p}\right)^2}\left(\frac{Ns_0}{p}\right)\left(\frac{Ns_{0\text{ н.у}}}{p}\right)(1+\xi);\quad \xi=\frac{\left(\frac{\omega}{p}\right)^2}{v_0\left(\frac{Ns_0}{p}\right)}, \tag{7}$$

$\omega=2\pi\nu$ — угловая частота поля, $v_0=\left(\frac{2eU_0}{m}\right)^{1/2}$; A, B, C, D и G — постоянные коэффициенты, определяемые путем приравнивания $f_0(x)$ и $f_0'(x)$

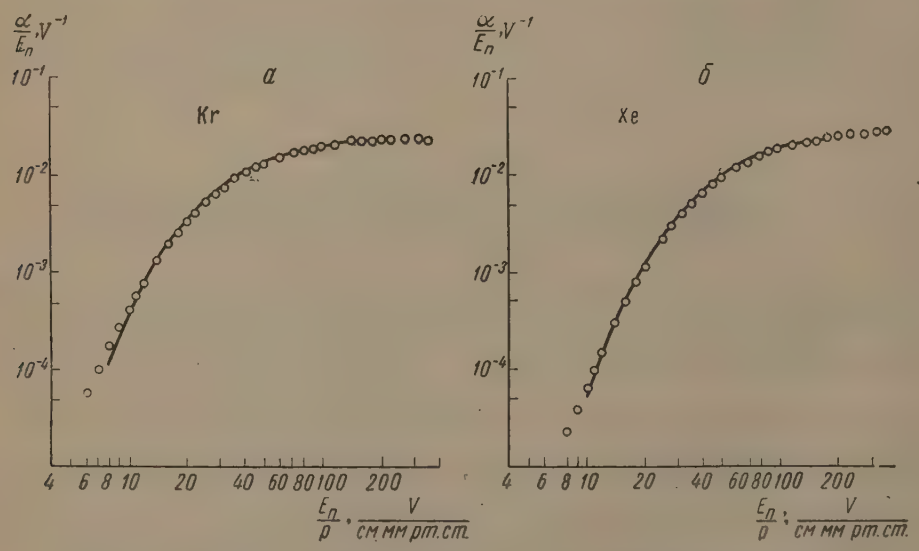


Рис. 2. Сравнение расчетной кривой и экспериментальных точек [8]

при $x=1$ и при $x=x_0$. При помощи $f_0(x)$ обычным способом вычисляется средняя частота ионизации:

$$\frac{\nu_и}{p}=\frac{Ns_{0и}}{p}v_0\frac{\int_{x_0}^{\infty}\left(x\frac{U_0}{U_и}-1\right)xf_0(x)\,dx}{\int_0^{\infty}x^{1/2}f_0(x)\,dx}\cdot\left(x_и=\frac{U_и}{U_0}\right). \tag{8}$$

В выражение (8) входят два не определенных до настоящего времени параметра: $s_{0\text{ н.у}}$ и $s_{0и}$. Определим их, исходя из экспериментальных данных о коэффициенте ионизации электронами атомов криптона и ксенона в постоянном поле α^*, приведенных в работе [8].

---

* α — первый таунсендовский коэффициент.

Из полученных выражений для изотропной составляющей функции распределения электронов в СВЧ поле легко может быть определена функция распределения в постоянном поле [1]. Для этого достаточно в формулах (6) и (7) положить $\omega = 0$, т. е. $\xi = 0$, и заменить действующее ВЧ поле на постоянном поле ($E_п = E/\sqrt{2}$). Тогда при помощи (8) можно найти $\frac{\nu_и}{p}$ в постоянном поле и далее определить коэффициент понизации:

$$\frac{\alpha}{E_п} = \frac{\nu_и}{\mu E_п^2}. \tag{9}$$

Здесь μ — подвижность, которая может быть определена при помощи функции распределения

$$\mu p = \frac{2}{3}\frac{e}{mv_0}\frac{\int_0^\infty f_0(x)\frac{d}{dx}\left(x \Big/ \frac{Ns^*}{p}\right)dx}{\int_0^\infty x^{1/2} f_0(x)\,dx}. \tag{10}$$

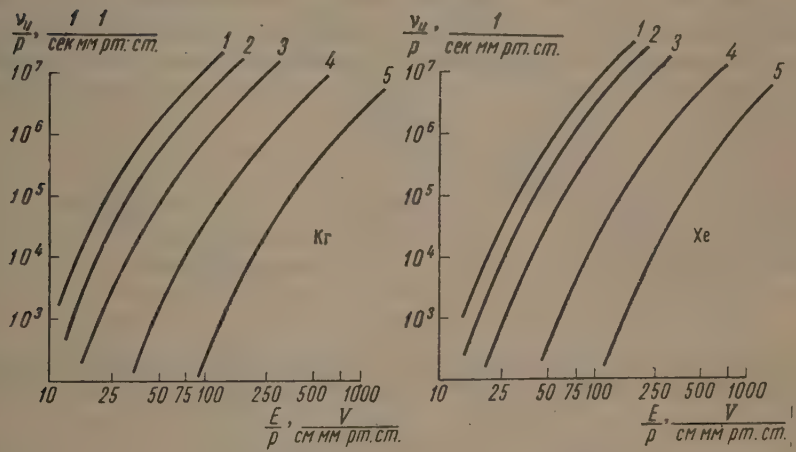


Рис. 3. Кг: *1* — $\frac{\nu}{p} = 0$, *2* — $\frac{\nu}{p} = 1\cdot10^9$, *3* — $\frac{\nu}{p} = 2{,}5\cdot10^9$, *4* — $\frac{\nu}{p} = 7\cdot10^9$, *5* — $\frac{\nu}{p} = 2\cdot10^{10}$; Xe: *1* — $\frac{\nu}{p} = 0$, *2* — $\frac{\nu}{p} = 1{,}25\cdot10^9$, *3* — $\frac{\nu}{p} = 3{,}12\cdot10^9$, *4* — $\frac{\nu}{p} = 8{,}85\cdot10^9$, *5* — $\frac{\nu}{p} = 2{,}5\cdot10^{10}$

Имея в виду (7), находим из (9) зависимость коэффициента α от $s_{0\text{н.у}}$ и $s_{0и}$:

$$\frac{\alpha}{E_п} = \frac{s_{0и}}{s_{0\text{н.у}}}\varphi(\beta) = \frac{s_{0и}}{s_{0\text{н.у}}}\varphi\left[k\frac{Ns_{0\text{н.у}}}{p}\Big/\left(\frac{E_п}{p}\right)^2\right], \tag{11}$$

причем $\varphi(\beta)$ — известная теперь функция, а k не зависит от $\frac{E_п}{p}$, $s_{0\text{н.у}}$ и $s_{0и}$.

Построив полученную зависимость $\frac{\alpha}{E_п}$ от $\frac{E_п}{p}$ в логарифмическом масштабе и совместив ее с экспериментальной кривой путем соответствующего выбора начала координат, легко найти масштабные коэффициенты в (11), и, значит, $\frac{Ns_{0\text{н.у}}}{p}$ и $\frac{s_{0и}}{s_{0\text{н.у}}}$. Таким образом, получены

следующие значения параметров:

$$\text{для Kr } \frac{Ns_{0\,\text{н.у}}}{p} = 2{,}0 \pm 0{,}2; \quad \frac{Ns_{0\,\text{и}}}{p} = 2{,}8 \pm 0{,}3;$$

$$\text{для Xe } \frac{Ns_{0\,\text{н.у}}}{p} = 3{,}0 \pm 0{,}3; \quad \frac{Ns_{0\,\text{и}}}{p} = 3{,}6 \pm 0{,}4 \quad \frac{1}{\text{см мм рт. ст.}}.$$

Вычисленные и экспериментальные кривые зависимости $\frac{\alpha}{E_{\text{п}}}$ от $\frac{E_{\text{п}}}{p}$ изображены на рис. 2. Следует заметить, что ход кривых не связан с величинами $s_{0\,\text{и}}$ и $s_{0\,\text{н.у}}$. Поэтому хорошее соответствие кривых подтверждает справедливость проведенных вычислений.

После определения параметров $s_{0\,\text{и}}$ и $s_{0\,\text{н.у}}$ можно вернуться к формулам (6) — (8) и вычислить среднюю частоту ионизации в ВЧ поле. Результаты вычисления для нескольких значений $\frac{\nu}{p}$ приведены на рис. 3.

Критическая напряженность, определяющая возникновение импульсного СВЧ разряда

Как указывалось выше, критическая напряженность поля вычисляется из соотношения (1), в котором величина $\nu_{\text{и}}$ определена при помощи функции распределения электронов. Результаты таких вычислений для

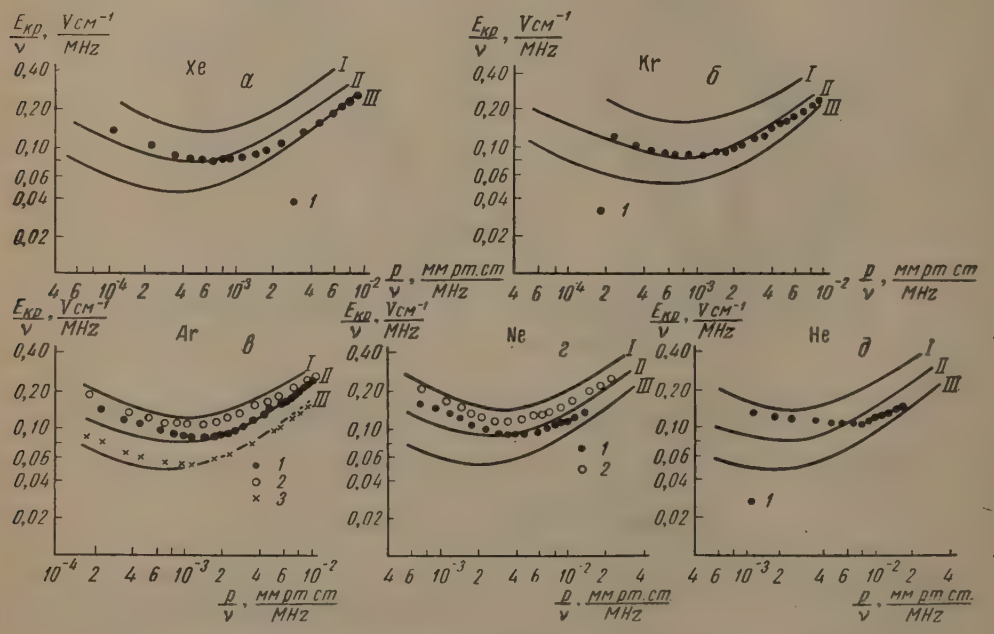


Рис. 4. Расчетные кривые: *I* — $\frac{\nu_{\text{и. кр}}}{\nu} = 9{,}6 \cdot 10^{-3}$; *II* — $\frac{\nu_{\text{и. кр}}}{\nu} = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$; *III* — $\frac{\nu_{\text{и. кр}}}{\nu} = 5{,}4 \cdot 10^{-4}$. Экспериментальные точки: *1* — $\nu = 9400$ MHz, $\tau = 1$ мксек, $1/T = 400$ Hz (по данным Т. С. Абрамовой и В. Е. Голанта); *2* — $\nu = 2800$ MHz, $\tau = 1$ мксек, $1/T = 400$ Hz [4,5]; *3* — $\nu = 9400$ MHz, $\tau = 1{,}1$ мксек ([9]; источник начальных электронов стабильный)

гелия, неона, аргона, криптона и ксенона представлены на рис. 4, на котором изображена зависимость $\frac{E_{\text{кр}}}{\nu}$ от $\frac{p}{\nu}$ для нескольких значений $\frac{\nu_{\text{и. кр}}}{\nu}$.

Для сравнения на графиках рис. 4 приводятся также экспериментальные данные, полученные Т. С. Абрамовой совместно с автором. Эти данные относятся к возникновению самоподдерживающего импульсного разряда при отсутствии стабильного источника начальных электронов. Разряд возникал в стеклянной разрядной трубке с внутренним диаметром ~4 мм; высота разрядного промежутка составляла 10 мм. Измерения проводились при частоте поля 9400 MHz, длительности импульсов 10^{-6} сек и частоте повторений импульсов 400 Hz. Условия и методика измерений аналогичны описанным в работе [4].

Для неона и аргона на рис. 4 приводятся также данные прежних измерений, проведенных при частоте 2800 MHz [4, 5]. Сравнение показывает, что имеет место систематическое расхождение между расчетными и экспериментальными кривыми, свидетельствующее, по-видимому, о росте $\nu_{и.кр}$ при уменьшении p/ν. Это расхождение велико для ксенона, и особенно, для гелия.

Изменение $\nu_{и.кр}$ по (2) должно быть связано с изменением $\nu'_у$. Если значительную роль в процессе устранения электронов в период между импульсами играет диффузия, увеличение $\nu'_у$ при уменьшении давления является естественным.

Расхождение экспериментальных и расчетных кривых отчасти может быть связано и с другими обстоятельствами — с влиянием диффузии в процессе формирования разряда во время импульса* (см. [9]), с неточностью принятых апроксимаций поперечных сечений и неточностью приближений, сделанных при интегрировании кинетического уравнения [1, 3].

Для того чтобы окончательно решить вопрос об условиях возникновения импульсного СВЧ разряда в различных случаях, следовало бы, поставить экспериментальное исследование, в котором проводились бы измерения концентрации электронов в процессе формирования разряда как во время импульсов, так и в период между импульсами. Для измерения концентрации электронов лучше всего использовать резонаторный метод, подобно тому, как это делалось в работе [10].

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Голант В. Е., Успехи физ. наук, 65, 39 (1958).
2. Gould L., Roberts L. W., J. Appl. Phys., 27, 1162 (1956).
3. Голант В. Е., Ж. техн. физ., 27, 756 (1957).
4. Голант В. Е., Ж. техн. физ., 27, 771 (1957).
5. Голант В. Е., Ж. техн. физ., 27, 1482 (1957).
6. Reder F. H., Brown S. C., Phys. Rev., 95, 885 (1954).
7. Мессиг., Бархоп Е., Электронные и ионные столкновения. —ИЛ, Москва, 1958.
8. Kruithof A. A., Physica, 7, 519 (1940).
9. Абрамова Т. С., Голант В. Е., Ж. техн. физ., 28, 1096 (1958).
10. Magan M. P., Gordon E. I., Buchsbaum S. I., Brown S. C., Phys. Rev., 106, 839 (1957).

---

* При вычислениях влияние диффузионного устранения электронов во время импульса не учитывалось.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Е. ГОЛАНТ

О СВЯЗИ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО И ПОСТОЯННОГО ТОКА В ГАЗЕ

В ряде работ [1—4] указывалось на то, что при определенных условиях может быть установлена связь между характеристиками СВЧ и постоянного тока в газе. Эта связь в работах [5—8] была использована для анализа процесса возникновения разряда в СВЧ поле. Такой метод рассмотрения ВЧ тока в газах был назван нами методом «постояннотоковой аналогии» [4].

В настоящей работе формулируются условия, при которых может быть установлено соответствие характеристик постоянного и СВЧ токов в газе и приводятся примеры использования этого соответствия.

1. Как известно, функция распределения электронов по скоростям в СВЧ поле может быть представлена в виде суммы изотропной и направленных составляющих [3]. Изотропная составляющая не изменяется за время, сравнимое с периодом, если угловая частота поля ω много больше «частоты изменения энергии»:

$$\omega \gg \frac{m}{M}\nu_{ст} \qquad (1)$$

(m и M — масса электрона и атома, $\nu_{ст}$ — частота столкновений электронов с атомами газа).

При соблюдении этого условия кинетическое уравнение для изотропной составляющей функции распределения электронов по скоростям $f_0(v)$ может быть записано в виде [3]*:

$$\frac{\partial (nf_0)}{dt} - \frac{v^2}{3\nu^*_{ст}}\nabla^2(nf_0) - \frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left\{\left[\frac{a^2}{2\left[1+\left(\frac{\omega}{\nu^*_{ст}}\right)^2\right]} + a^2_{п.з}\right]\frac{v^2}{\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v}\right\} - \frac{v}{3\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v}\nabla \mathbf{a}_{п.з} -$$

$$- \mathbf{a}_{п.з}\nabla\left[\frac{v}{3\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v} + \frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v^3}{\nu^*_{ст}}nf_0\right)\right] = \frac{\delta (nf_0)}{\delta t}. \qquad (2)$$

В написанном уравнении n — концентрация электронов, $\nu^*_{ст} = vNs^*$, N — концентрация атомов, s^* — тормозящее поперечное сечение столкновений электронов с атомами, $\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}}{m}$; $\mathbf{a}_{п.з} = \frac{e\mathbf{E}_{п.з}}{m}$; $\mathbf{E}$ — амплитуда напряженности ВЧ поля, $\mathbf{E}_{п.з}$ — поле пространственного заряда, $\frac{\delta (nf_0)}{\delta t}$ — скорость изменения nf_0, связанного со столкновениями электронов.

В постоянном поле изотропная составляющая функции распределения определяется уравнением [3]:

$$\frac{\partial (nf_0)}{dt} - \frac{v^2}{3\nu^*_{ст}}\nabla^2(nf_0) - \frac{1}{3v^2}(\mathbf{a}_n + \mathbf{a}_{п.з.})^2\frac{\partial}{\partial v}\left[\frac{v^2}{\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v}\right] -$$

* В уравнении (2) учтено влияние поля пространственного заряда на функцию распределения электронов.

$$-\frac{v}{3\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v}\nabla \mathbf{a}_{п.з} - (\mathbf{a}_{п.з}+\mathbf{a}_n)\nabla\left[\frac{v}{3\nu^*_{ст}}\frac{\partial (nf_0)}{\partial v}+\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v^3}{\nu^*_{ст}}nf_0\right)\right]=\frac{\delta (nf_0)}{\delta t}, \quad (3)$$

в котором $\mathbf{a}_п = \frac{e\mathbf{E}_п}{m}$; $\mathbf{E}_п$ — внешнее электрическое поле.

Сопоставление уравнений (2) и (3) позволяет определить условия, при которых совпадают изотропные составляющие функции распределения электронов по скоростям в постоянном и ВЧ полях (частота поля ограничена условием (1)). Эти условия могут быть записаны следующим образом:

1) $\mathbf{E}_n\nabla (nf_0) = 0;$ (4)

2) $\mathbf{E}_n \cdot \mathbf{E}_{п.з} = 0;$ (5)

3) $E^2_n = \frac{1}{2}\frac{E^2}{1+\left(\frac{\omega}{\nu^*_{ст}}\right)^2} = E^2_{эфф};$ (6)

4) форма границ тока и граничные условия в обоих случаях одинаковы.

Первое условие означает, что диффузия электронов в направлении постоянного поля отсутствует или, по крайней мере, не влияет существенным образом на функцию распределения. В случаях, когда пространственный заряд имеет диффузионное происхождение, первое и второе условия оказываются тождественными (так как $\mathbf{E}_{п.з.} \parallel \nabla (nf_0)$).

Третье условие должно соблюдаться независимо от скорости электронов и координат. Поэтому совпадение функций распределения возможно лишь для газов, для которых $\nu^*_{ст}$ практически не зависит от скорости электронов, или для условий, при которых $\nu^{*2}_{ст} \gg \omega^2$.

При выполнении сформулированных условий может быть введено, в соответствии с (6), эффективное ВЧ поле $E_{эфф}$, причем распределение электронов по энергиям в ВЧ поле и в постоянном поле, равном эффективному высокочастотному (в каждой точке пространства), оказывается одинаковым.

2. Условия совпадения изотропных составляющих функции распределения в постоянном и ВЧ полях могут быть получены и для тока в присутствии постоянного магнитного поля. Сопоставление уравнений для $f_0(v)$ (эти уравнения в присутствии магнитного поля могут быть выведены по [3]) приводит к следующим условиям тождественности функций распределения электронов по энергиям *:

$$\mathbf{E}_{п\parallel}\nabla (nf_0) = 0;\ \mathbf{E}_{п\perp}\nabla (nf_0) = 0;\ [\mathbf{E}_{п\perp}\times\nabla_\perp (nf_0)]_\parallel = 0; \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_{п\parallel}\cdot\mathbf{E}_{п.з\parallel} = 0;\ \mathbf{E}_{п\perp}\cdot E_{п.з.\perp} = 0; \quad (8)$$

$$\nabla\mathbf{E}_{п\parallel} = 0;\ \nabla\mathbf{E}_{п\perp} = 0; \quad (9)$$

$$E^2_{п\parallel} + \frac{E^2_{п\perp}}{1+\left(\frac{\omega_H}{\nu^*_{ст}}\right)^2} = \frac{1}{2}\frac{E^2_\parallel}{1+\left(\frac{\omega}{\nu^*_{ст}}\right)^2} + \frac{1}{4}\frac{E^2_\perp}{1+\left(\frac{\omega-\omega_H}{\nu^*_{ст}}\right)^2} + \frac{1}{4}\frac{E^2_\perp}{1+\left(\frac{\omega+\omega_H}{\nu^*_{ст}}\right)^2}. \quad (10)$$

здесь $\omega_H = \frac{cH}{mc}$; $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, c — скорость

* Разумеется, по-прежнему сохраняет силу требование равенства граничных условий.

света; величины с индексами $\parallel$ и $\perp$ определяют, соответственно, компоненты векторов, параллельные и перпендикулярные магнитному полю.

Равенство (10), как и раньше, должно соблюдаться независимо от скорости электронов и координат. Отметим, что более сложный характер условий (7) — (10) по сравнению с условиями (4) — (6) связан с анизотропией электронной проводимости и диффузии электронов в присутствии магнитного поля.

Условия (7) — (9) при $\mathbf{E}_\text{п} \parallel \mathbf{H}$ сводятся к требованию $\nabla(nf_0) \perp \mathbf{H}$ и $\mathbf{E}_\text{п.з} \perp \mathbf{H}$ (диффузия может происходить лишь в направлении, перпендикулярном магнитному полю); при $\mathbf{E}_\text{п} \perp \mathbf{H}$ эти условия требуют, чтобы $\nabla(nf_0) \parallel \mathbf{E}_\text{п.з} \parallel \mathbf{H}$ (диффузия может происходить лишь параллельно магнитному полю). При наличии параллельных и перпендикулярных $\mathbf{H}$ компонент $\mathbf{E}_\text{п}$ уравнения (7) — (9) могут соблюдаться лишь при $\nabla(nf_0) = 0$ и $\mathbf{E}_\text{п.з} = 0$, т. е. при отсутствии диффузии электронов.

3. При соблюдении полученных выше условий оказывается возможным использовать результаты исследования постоянного тока в газе для получения данных о СВЧ токе. В качестве примера используем «постояннотоковую аналогию» для вычисления критической амплитуды напряженности поля $E_\text{кр}$, определяющей возникновение импульсного ВЧ разряда в инертных газах — неоне, аргоне, криптоне и ксеноне.

Как было показано в работе [4], величина $E_\text{кр}$ во многих случаях может быть получена из условия

$$\nu_\text{и} = \nu_\text{и.кр} \tag{11}$$

($\nu_\text{и}$ — средняя частота ионизации электронами атомов). Поэтому для вычисления $E_\text{кр}$ достаточно определить зависимость $\nu_\text{и}$ от E. Используем для вычисления $\nu_\text{и}$ результаты измерения коэффициента ионизации в постоянном поле α (первого таунсендовского коэффициента), содержащиеся в работе [9]. Величины $\nu_\text{и}$ и α связаны соотношением

$$\nu_\text{и} = \alpha\mu E_\text{п}, \tag{12}$$

где μ — подвижность электронов.

Поскольку экспериментальные данные о зависимости μ от $E_\text{п}$ в требуемом диапазоне изменения $E_\text{п}$ отсутствуют, для определения $\nu_\text{и}$ из (12) было проведено весьма приближенное вычисленние μ путем усреднения соотношения $\mu = \dfrac{e}{m\nu^*_\text{ст}}$ по энергиям в пределах от $1 \div 2$ до $15 \div 20$ eV. Столь грубый характер определения μ, по-видимому, не сильно сказывается на результатах вычисления $E_\text{кр}$ из (11), так как зависимость $\nu_\text{и}$ от $E_\text{п}$ в основном определяется величиной $\alpha E_\text{п}$ и является весьма резкой.

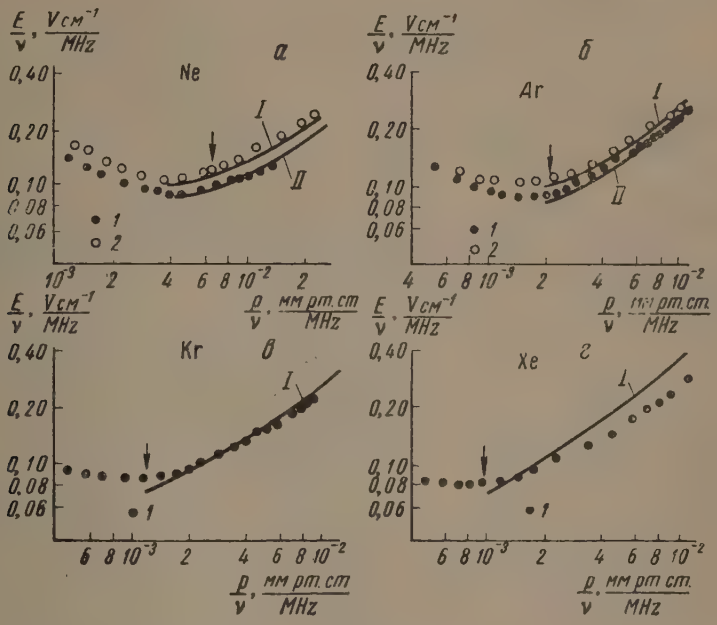
Таким образом, при помощи соотношений (11) и (12) на основе «постояннотоковой аналогии» может быть вычислена величина $E_\text{кр}$. Для тяжелых инертных газов $\nu^*_\text{ст}$ сильно зависит от энергии. Поэтому использование «постояннотоковой аналогии» возможно лишь при $\nu^{*2}_\text{ст} \gg \omega^2$. В соответствии с этим приводятся результаты вычислений для неона, аргона, криптона и ксенона при давлениях, при которых $\nu^{*2}_\text{ст} > 5\omega^2$.

Ход кривых, вычисленных по методу «постояннотоковой аналогии», как видно из рисунка, удовлетворительно совпадает с ходом экспериментальных кривых, полученных Т. С. Абрамовой и автором (подробнее об условиях этих измерений см. [10, 11]).

4. До сих пор метод «постояннотоковой аналогии» применялся для анализа возникновения ВЧ разряда. Представляет интерес исследовать при помощи этого метода стационарный режим СВЧ разряда. Целесообразность такого исследования определяется возможностью применения для экспериментального изучения «постояннотоковой модели». СВЧ раз-

ряда зондовых оптических и микроволновых методов. Непосредственное применение этих методов для изучения разряда на СВЧ обычно затруднительно из-за металлических границ разрядного объема.

При определенных условиях может оказаться полезной также постановка обратной задачи — распространение на постоянный ток в газе



Кривые, вычисленные по методу «постояннотоковой аналогии»: I — $\frac{\nu_{и.кр}}{\nu}=3{,}6\cdot10^{-3}$, II — $\frac{\nu_{и.кр}}{\nu}=2\cdot10^{-3}$. Экспериментальные точки: 1 — $\nu=9400$ MHz, $\tau=1$ мксек, $F=400$ Hz [11]; 2 — $\nu=2800$ MHz, $\tau=1$ мксек, $F=400$ Hz [10]. Стрелкой указано значение $\left(\frac{\bar{\omega}}{\nu_{ст}}\right)^2=0{,}2$

результатов исследования ВЧ тока в газе. Например, измерение средней частоты ионизации по нарастанию концентрации электронов в импульсном СВЧ разряде может оказаться в ряде случаев более простым, чем определение коэффициента ионизации в постоянном поле. При таких измерениях требования к чистоте газа являются менее жесткими, так как в импульсном разряде (при достаточно малой длительности импульсов) оказываются мало существенными процессы устранения электронов, процессы, связанные с возбуждением метастабильных уровней и т. д.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Цитированная литература

1. Holstein T., Phys. Rev., 70, 367 (1946).
2. Morgenau H., Phys. Rev., 73, 297 (1948).
3. Allis W. P., Handbuch der Physik, 21, 383 (1956).
4. Голант В. Е., Успехи физ. наук, 65, 39 (1958).
5. Krasik S., Alpert D., McCoubrey. A., Phys. Rev., 76, 722 (1948).
6. Gould L., Roberts L. W., J. Appl. Phys., 27, 1162 (1956).
7. Brown S. C., Handbuch der Physik, 22, 531 (1956).
8. Rose D. I., Brown S. C., J. Appl. Phys., 28, 561 (1958).
9. Kruithof A. A., Physica, 7, 519 (1940).
10. Голант В. Е., Ж. техн. физ., 27, 771, 1482 (1957).
11. Голант В. Е., См. настоящий номер. журнала, стр. 952.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. П. ВАНЮКОВ и А. А. МАК

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ПРИ ПОМОЩИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

В настоящее время в связи с созданием источников света высокой яркости большой интерес представляет вопрос о том, какие максимальные температуры можно получить в канале искрового разряда и как распределена температура по его сечению.

Температуру слабых искровых разрядов, в канале которых практически отсутствует реабсорбция, обычно определяют по отношению интенсивностей двух линий (метод Орнштейна). В случае мощных разрядов в токоведущем канале имеет место значительная реабсорбция; при этом особое значение приобретает метод измерения температуры по абсолютной интенсивности излучения. Обычно измеряют спектральную плотность яркости сплошного излучения, по величине которой можно вычислить яркостную температуру. Для получения данных об истинной температуре необходимо, кроме яркостной температуры, знать еще поглощательную способность плазмы. Если плазма излучает, как черное тело, что имеет место, например, при насыщении яркости канала, то в этом случае поглощательная способность равна единице и яркостная температура соответствует истинной [1].

В настоящей работе сообщаются результаты исследования температуры канала искрового разряда посредством измерения спектральной плотности яркости канала в центрах тяжести сильно уширенных линий ионизованных атомов в режимах разряда, при которых насыщение яркости сплошного излучения еще не наступило.

Измерение абсолютных интенсивностей излучения в линиях имеет известное преимущество по сравнению с соответствующими измерениями сплошного фона, так как поглощение плазмы в линиях больше, чем в сплошном спектре, вследствие чего излучение в линиях будет значительно более «черным» и яркостная температура определения по линиям будет соответствовать истинной температуре и для тех режимов разряда, для которых плазма в области сплошного фона в значительной мере прозрачна.

В настоящей работе применена методика измерения, описанная в работе [1]. Измерения производились со спектральной шириной щелей монохроматора 1,8÷2,7 Å. Временное разрушение установки составляло $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Градуировка чувствительности установки производилась при помощи эталонной ленточной лампы накаливания с кварцевым окном.

Исследование линейчатого излучения производилось в аргоне при длинах волн $\lambda = 4806$, 4348 и 3588 Å, в ксеноне — при $\lambda = 2900$ и 2600 Å, в азоте — при $\lambda = 5045$, 5011 и 4097 Å. Разряд в инертных газах осуществлялся при емкости $C = 0{,}05$ μF, рабочем напряжении $U = 12$ kV и индуктивности L, изменяющейся в пределах 0,086÷1,28 μH; разряд в азоте — при $C = 0{,}05$ μF, $U = 15$ kV, $L = 0{,}086 \div 0{,}78$ μH. Давление: аргона — 4 ат, ксенона — 5 ат, азота — 2 ат.

Результаты измерения спектральной плотности яркости b_λ канала разряда в аргоне для длин волн, соответствующих центру тяжести линий и сплошному излучению при различных значениях индуктивности разрядного контура, характеризующих скорость поступления энергии в канал,

представлены на рис. 1. Как видно из графика, в обследованной области изменения индуктивности линейчатое излучение практически достигало насыщения, тогда как сплошное излучение при $\lambda < 4000$ Å до насыщения еще далеко. Аналогичная картина наблюдается и для других обследованных газов [2].

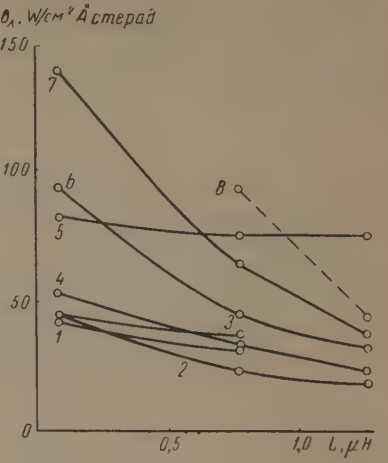


Рис. 1. Зависимость максимальной спектральной плотности яркости канала искрового разряда в аргоне от индуктивности разрядного контура для сплошного излучения: $\lambda = 2600$ (*8*), 2900 (*7*), 3400 (*6*), 3990 (*4*) и 4680 Å (*2*) и для отдельных линий: $\lambda = 3588$ (*5*), 4348 (*3*) и 4806 Å (*1*)

По формуле Планка определялась температура, соответствующая спектральной плотности яркости b_λ для тех длин волн линейчатого и сплошного излучения, для которых наблюдалось насыщение яркости. Результаты измерений приведены на рис. 2. Видно, что температуры, определенные в различных областях спектра по линейчатому и сплошному излучению, близко совпадают друг с другом. Полученные результаты дают основание утверждать, что температура канала сохраняется одной и той же в довольно широком диапазоне изменения скорости поступления энергии в канал и приобретает предельное значение при таких режимах разряда, при которых явление насыщения яркости сплошного излучения еще не имеет места.

Отсутствие самообращения линий ионизованных атомов, наблюдаемое при всех обследованных режимах разряда, дает основание полагать, что в канале разряда не имеется больших градиентов температуры по его сечению. Как известно, дуговые линии могут быть сильно самообращены в разряде [3], но это характеризует не токоведущий канал, а его оболочку.

Таким образом, совместное исследование интенсивности сплошного и линейчатого излучения дает основание полагать, что насыщение яркости канала искрового разряда обусловлено насыщением его температуры, а не вызвано экранировкой высокотемпературного излучения более холодными поверхностными слоями плазмы, как это иногда принимается. В пользу такого представления говорят также результаты опытов по измерению яркости капиллярного разряда. Эти измерения показали, что яркость тела свечения, наблюдаемая с торца канала капиллярного разряда в атмосфере воздуха, совпадает во всей обследованной области спектра с яркостью, измеренной в направлении, перпендикулярном к оси разряда [4], и температура такого разряда составляет 60 000° К, в то время как максимальная температура, которая была измерена в не ограниченном стенками разряде в азоте, составляет всего 43 000° К. Если бы явление экранировки играло существенную роль, то можно было бы ожидать, что яркость с торца капилляра была бы меньше яркости со стороны стенок, ограничивающих разряд.

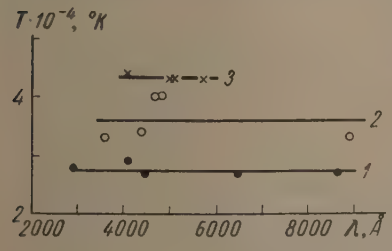


Рис. 2. Значения температур, вычисленных по максимальным величинам b_λ, измеренным в различных областях спектра по сплошному и линейчатому излучению: *1* — в Xe ($p = 5$ ат), *2* — в Ar ($p = 4$ ат), *3* — в N ($p = 2$ ат)

Следует также отметить, что отсутствие значительных градиентов температуры в токоведущем канале искрового разряда было установлено

ранее в работе Долгова и Мандельштама [5], обследовавших прозрачную плазму.

Относительно причин, ограничивающих возможность повышения температуры канала разряда, в настоящее время можно высказать лишь качественные соображения; для этого следует провести учет зависимости от температуры потерь энергии на ионизацию и излучение, теплопроводности, электропроводности, скорости расширения канала и ряда других факторов [6].

Цитированная литература

1. Ванюков М. П., Мак А. А., Паразинская Н. В., Оптика и спектроскопия, **1**, 642 (1956).
2. Ванюков М. П., Мак А. А., Докл. АН СССР, **123**, 1022 (1958).
3. Ванюков М. П., Хазов Л. Д., Докл. АН СССР, **92**, 523 (1953).
4. Мак А. А., Докл. АН СССР, **123**, 671 (1958).
5. Долгов П. Г., Мандельштам С. Л., Ж. эксперим. и теор. физ., **24**, 691 (1953).
6. Ванюков М. П., Мак А. А., Успехи физ. наук, **66**, 301 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

И. П. ЗАПЕСОЧНЫЙ и С. М. КИШКО

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЛОС ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ N^+_2

Как известно, для решения многих научных и практических задач необходимо знание функций возбуждения атомов или молекул. До настоящего времени экспериментально определены функции возбуждения некоторых спектральных линий и полос лишь небольшого числа атомов и молекул, что объясняется большими трудностями при постановке таких экспериментов. В случае двухатомных молекул функции возбуждения изучались только для азота и окиси углерода [1—4]. Исследования с этими объектами проводились весьма несовершенными методами, поэтому полученные до сих пор результаты являются очень сомнительными и качественно противоречивыми.

Мы поставили перед собой цель получить более достоверные данные о функциях возбуждения различных полос ионизованной молекулы азота. К настоящему времени удалось тщательно промерить функции возбуждения полос отрицательной системы, соответствующей переходу $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ (кванты изученных нами полос лежат при $\lambda = 4278$ и 3914 Å).

Прежние эксперименты по функциям возбуждения как атомов, так и молекул проводились с использованием фотографического метода регистрации спектров, который уступает фотоэлектрическому по чувствительности и точности. Применение фотоэлектрического метода регистрации для исследования функции возбуждения [5] позволяет получить оптическую функцию возбуждения при более благоприятных условиях эксперимента (низкое давление газа, малая плотность тока возбуждающих электронов). Использование фотоэлектрической методики регистрации в сочетании с хорошей монокинетичностью (0,5÷1 eV) пучка электронов впервые позволило обнаружить тонкую структуру функций возбуждения некоторых линий ртути [6].

Методика эксперимента заключалась в определении интенсивности вышеуказанных полос N^+_2, возбужденных электронным ударом в сильно разреженном газе (ниже $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.) при различных значениях энергии возбуждающих электронов. Примененная в данном эксперименте разрядная трубка давала электронный пучок с удовлетворительной монокинетичностью. Источником электронов служил оксидный эквипотенциальный катод. Другие электроды (два анода, приемник электронов и охранный цилиндр) были изготовлены из тонкой никелевой жести [7]. В работе использовался трехпризменный стеклянный спектрограф ИСП-51 и фотоэлектронный умножитель ФЭУ-17 с усилителем постоянного тока. При помощи порционной системы разрядная трубка заполнялась азотом, давление которого определялось манометром ЛТ-4. Спектрально чистый азот получался нагреванием из чистого азида натрия. Чистота исходного реактива и полученного азота проверялась спектральным методом. Питание разрядной трубки осуществлялось стабилизаторами, сила тока и напряжение между электродами измерялись прецизионными измерительными приборами.

В литературе [8] указано, что азот отравляет оксидный катод, т. е. отрицательно влияет на его эмиссионные свойства; однако ясности в этом

вопросе не было. Предпринятые нами специальные исследования [9] показали, что вплоть до давления 10^{-2} мм рт. ст. эмиссия оксидного катода в атмосфере азота почти такая же, как и в вакууме.

Для выяснения условий получения неискаженных оптических функций возбуждения N_2^+ были поставлены контрольные опыты по выяснению влияния давления азота, плотности тока возбуждающих электронов и других факторов на форму экспериментальных кривых.

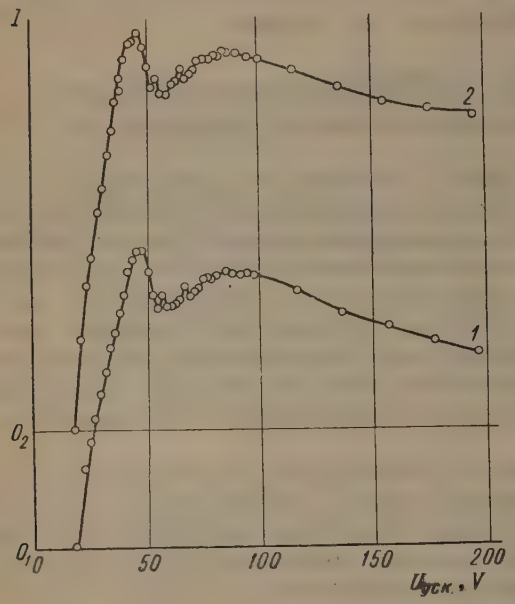


Рис. 1. Функции возбуждения для $\lambda = 4278$ Å (*1*) и 3914 Å (*2*)

В условиях, исключающих влияние давления азота и плотности тока электронов на ход функции возбуждения, были промерены указанные выше полосы. Соответствующие экспериментальные кривые приведены на рис. 1, из которого видно, что каждая из функций возбуждения полос имеет несколько ярко выраженных максимумов, лежащих при энергиях возбуждающих электронов 49, 56 и 67 eV. За этими максимумами следует пологий максимум с вершиной в области 85÷90 eV. Начало функции возбуждения этих полос лежит около 19 eV, что совпадает с потенциалом возбуждения уровня $B^2\Sigma$ (18,7 V).

Кривые рис. 1 получены при неоднородности пучка электронов по энергиям в 1÷1,3 eV, причем точки брались через 3 V. Для сравнительно небольшой области значений ускоряющего потенциала (порядка 50—100 V) можно было получить экспериментальные точки более часто (через 1,5÷2 V). На рис. 2 приведены две кривые для начала участка функции возбуждения 0→1-полосы, экспериментальные точки которых брались как раз через 1,5÷2 V, причем в этих измерениях монокинетичность пучка была значительно лучше (ширина интервала неоднородности менее 1 eV). Благодаря этому, как видно на рисунке, обнаруживается еще один острый узкий максимум, лежащий на крутом подъеме функции возбуждения полосы

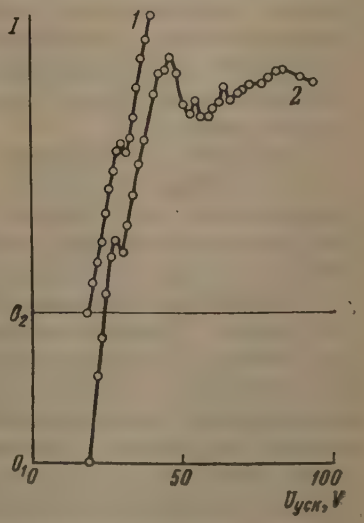


Рис. 2. Функция возбуждения 0→1-полосы ($\lambda = 4278$ Å) при ширине интервала < 1 eV: *1* — начальный участок, *2* — участок от потенциала возбуждения до 100 V

при 29 V. Таким образом, на функциях возбуждения выявлены пять максимумов (при 29, 49, 56, 67 и 85—90 eV).

Все указанные здесь минимумы наблюдались в многочисленных измерениях при одних и тех же энергиях возбуждающих электронов на разных трубках возбуждения. Поэтому реальность их не вызывает сомнения.

При постепенном повышении давления газа (и сопровождающем его значительном ухудшении монокинетичности пучка) максимумы на кривых сглаживаются и форма последних становится похожей на кривые, полученные в работах [3, 4].

Причину появления нескольких максимумов на функциях возбуждения полос нельзя объяснить за счет переходов с более высоких электронных уровней на $B^2\Sigma$, как это имело место для линий ртути [6, 7], так как соответствующие системы, насколько нам известно, вообще не наблюдались.

Наличие многих максимумов удается объяснить путем сопоставления потенциалов, которым соответствуют максимумы на кривых функций возбуждения полос, и энергий электронов, при которых имеют место элементарные процессы диссоциации и ионизации молекулы азота на нормальные атомы и многократные ионы. Именно вследствие обратных процессов заселенность возбужденного состояния $B^2\Sigma$ увеличивается, что в свою очередь приводит к усилению излучения данной полосы.

Авторы выражают искреннюю благодарность С. Э. Фришу за помощь при постановке работы и ценные советы.

Ужгородский гос. университет

Цитированная литература

1. Lindh A. E., Z. Phys., 67, 67 (1931).
2. Thieme O., Z. Phys., 78, 412 (1932).
3. Bandy F. P., Phys. Rev., 52, 698 (1937).
4. Stewart D. T., Proc. Phys. Soc. A., 69, 437 (1956).
5. Запесочный И. П., Научн. зап. Ужгородского ун-та, 18, 147 (1957).
6. Фриш С. Э., Запесочный И. П., Докл. АН СССР, 55, 917 (1954).
7. Запесочный И. П., Вестн. Ленингр. гос. ун-та, *11*, 67 (1954).
8. Кацман Ю. А., Расчет радиоламп.— М.— Л., 1953.
9. Кишко С. М., Запесочный И. П., Радиотехника и электроника, 3, 433 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. М. ВОЛКОВА

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ КАЛИЯ И АРГОНА

В настоящей работе определялась зависимость эффективных сечений возбуждения некоторых спектральных линий калия и аргона от энергии налетающих электронов. Разброс энергий в пучке возбуждающих электронов составлял около 0,8 eV. Измерения проводились при давлении

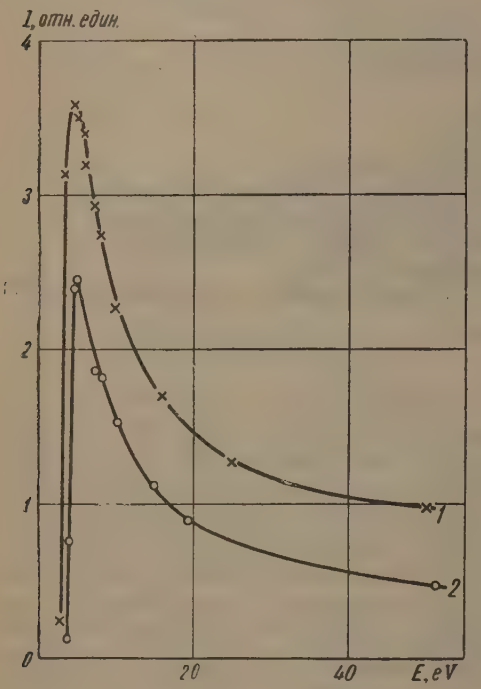


Рис. 1

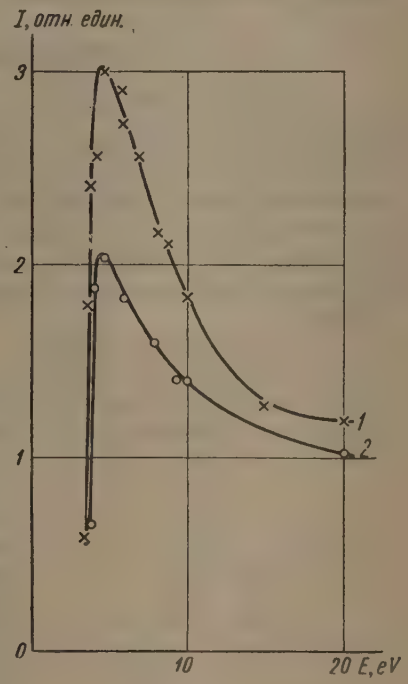


Рис. 2

Рис. 1. Кривые функций возбуждения: *1* — $\lambda = 5359{,}52$ Å $(4^2P_{3/2} - 8^2D_{5/2,3/2})$, *2* — $\lambda = 5112{,}20$ Å: $(4^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2,3/2})$

Рис. 2. Кривые функций возбуждения: *1* — $\lambda = 5782{,}77$ Å $(4^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2})$, *2* — $\lambda = 5832{,}31$ Å $(4^2P_{3/2} - 7^2D_{5/2,3/2})$

паров калия $1{,}3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Давление паров калия вычислялось по формуле, приведенной в работе [1]. При работе с аргоном давление было $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Ход функций возбуждения спектральных линий калия измерялся двумя методами—методом фотографической фотометрии на спектрографе ИСП-51 с камерой с $F_2 = 270$ мм и фотоэлектрическим методом на том же спектрографе с коллиматорной приставкой ПС-381.

С аргоном измерения проводились только фотографическим методом.

Так как длины волн исследуемых линий лежат в области от 4000 до 8500 Å, то для различных узких участков спектра приходилось выбирать высокочувствительные сенсибилизированные пленки*. Был измерен ход функций возбуждения четырех дуговых и трех искровых линий калия и шести дуговых линий аргона. Кривые функций возбуждения дуговых линий калия (рис. 1 и 2) начинаются при потенциале возбуждения данной

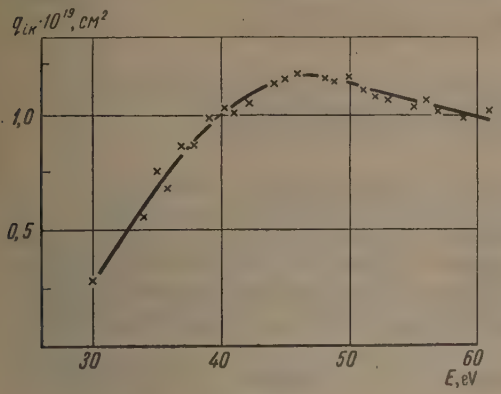


Рис. 3

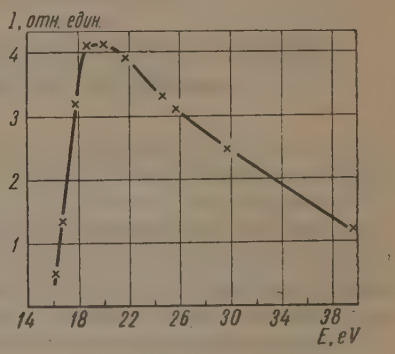


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость эффективного сечения возбуждения от скорости налетающих электронов для искровой линии калия $\lambda = 4222{,}98$ Å: $3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4s$, $J=1$ — $J=1$

Рис. 4. Ход функции возбуждения дуговой линии аргона $\lambda = 8115{,}31$ Å: $3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4p$ ($J=3$) — $3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4s$ ($J=2$)

линии, быстро достигают максимума (около 5 eV), а затем более плавно опускаются. Разница между V_{max}, т. е. потенциалом, при котором интенсивность линии достигает максимума, и потенциалом возбуждения составляет около 2 V.

На рис. 3 дана зависимость эффективного сечения возбуждения от скорости возбуждающих электронов для искровой линии калия $\lambda = 4222{,}98$ Å:

$$3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4s.$$
$$J=1 \qquad\qquad J=1$$

Подобная же зависимость наблюдалась для искровых линий

$$\lambda = 4134{,}72 \text{ Å}: \quad 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4s$$
$$J=2 \qquad\qquad J=2$$

и

$$\lambda = 4149{,}17 \text{ Å}: \quad 3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/2})\,4s.$$
$$J=1 \qquad\qquad J=1$$

На рис. 4 представлен ход функции возбуждения для дуговой линии аргона $\lambda = 8115{,}31$ Å: $3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4s$.
$J=3 \qquad\qquad J=2$

Кривая характеризуется быстрым нарастанием до максимума и последующим быстрым спадом. Подобный ход имели еще пять исследуе-

* В подборе необходимых фотоматериалов большую помощь оказывали сотрудники НИКФИ. Автор выражает им большую благодарность, особенно ст. инженеру Н. М. Парфеновой.

мых линий аргона:

$$\lambda = 8424{,}65\ \text{Å}: \quad 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4s; \qquad J=2 \qquad J=2$$

$$\lambda = 8408{,}21\ \text{Å}: \quad 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/_2})\,4s; \qquad J=2 \qquad J=1$$

$$\lambda = 8264{,}52\ \text{Å}: \quad 3p^5\ (^2P^0_{1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/_2})\,4s; \qquad J=1 \qquad J=1$$

$$\lambda = 8014{,}79\ \text{Å}: \quad 3p^5\,(2P^0_{1^1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1^1/_2})\,4s; \qquad J=2 \qquad J=2$$

$$\lambda = 7948{,}18\ \text{Å}: \quad 3p^5\,(^2P^0_{1/_2})\,4p - 3p^5\,(^2P^0_{1/_2})\,4s. \qquad J=1 \qquad J=0$$

Данные об электронной конфигурации атома до и после перехода взяты из таблиц [2—4]. При измерении эффективных сечений спектральных линий калия была использована методика, описанная в работах Фишера [5] и Фриша [6].

Считаю своим долгом поблагодарить Н. А. Капцова за постоянный интерес к работе.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Smithsonian physical tabels.—1954.
2. De Bruin T. L., Z. Phys., 38, 94 (1926).
3. Moore Ch., Atomic Energy levels.— 1949.
4. Bacher R. F., Atomic Energy States.— 1932.
5. Fischer O., Z. Phys., 86, 646 (1933).
6. Фриш С. Э., Успехи физ. наук, 43, 512 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. В. КОНЮКОВ

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ НА ИХ КОНЦЕНТРАЦИЮ В СТОЛБЕ

1. В положительном столбе разряда в электроотрицательных газах или с их примесями отрицательная компонента плазмы состоит из электронов и отрицательных ионов. Последние, по-видимому, ответственны за появление ряда особенностей таких разрядов (аномальное поведение градиента, влияние на образование и параметры страт, облегчение контрагирования столба и др.) и поэтому представляет интерес вычисление их концентрации. Целью настоящей работы является изучение влияния процессов распада отрицательных ионов на их концентрацию *.

2. Для исследования положительного столба разряда с отрицательными ионами в диффузионном режиме (λ_e, λ_p, $\lambda_n \ll R$) мы воспользуемся уравнениями баланса заряженных частиц:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{rD_e\frac{\partial Ne}{\partial r} + rb_eN_eE_r\right\} + ZN_e + \gamma N_n - \beta N_e = 0, \\ \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{rD_n\frac{\partial N_n}{\partial r} + rb_nN_nE_r\right\} + \beta N_e - \gamma N_n - \alpha N_pN_n = 0, \\ \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left\{rD_p\frac{\partial N_p}{\partial r} - rb_pN_pE_r\right\} + ZN_e - \alpha N_pN_n = 0, \end{aligned} \qquad (1)$$

где α — коэффициент объемной рекомбинации отрицательных ионов **, β — частота налипания электронов, γ — частота диссоциации отрицательных ионов; остальные обозначения общепринятые ***.

Из-за нелинейности системы (1) отыскание относительной концентрации $\varkappa = N_n/N_e$ в общем случае затруднительно; поэтому мы ограничимся исследованием ряда частных случаев в режиме квазинейтральной амбиполярной диффузии.

а) $\alpha = \gamma = 0$.

Здесь можно воспользоваться предположением $\varkappa = \text{const}$ ****. Тогда, считая $(D_e/D_p)(Z-\beta)(Z+\beta)^{-2}\beta \ll 1$, получаем [4]:

$$\varkappa = \frac{De}{2D_p}\frac{Z+\beta}{Z-\beta}. \qquad (2)$$

Концентрация отрицательных ионов в столбе без потерь оказывается на два порядка больше концентрации электронов, ибо только при таких

---

* Теория положительного столба с отрицательными ионами рассматривалась в ряде работ [1—3]. Однако концентрация их, являющаяся решением задачи, считалась, как правило, параметром.

** Объемной рекомоинацией электронов и положительных ионов пренебрегается.

*** При наличии нескольких сортов ионов система имеет аналогичный вид, но величины α, β и γ будут зависеть от концентраций различных сортов ионов.

**** $\varkappa = N_e/N_n$, вообще говоря, является функцией r, но в качестве некоторого разумного приближения можно считать $\varkappa = \text{const}$ для всего сечения.

концентрациях диффузионный поток на стенку оказывается больше потока к оси за счет электрического поля *.

б) $\alpha = 0$, но $\gamma \neq 0$.

Предположением $\varkappa = \text{const}$ можно воспользоваться для всего сечения; тогда уравнение **, определяющее $\varkappa$, принимает вид:

$$\frac{2\varkappa(1+\varkappa)(D_p/D_e)-\varkappa}{1+2\varkappa} = \frac{\beta-\gamma\varkappa}{Z-(\beta-\gamma\varkappa)}. \qquad (3)$$

Графическое решение уравнения (3) при $D_e/D_p \approx 10^2$ и $Z/\beta \approx 2$ дает следующие значения $\varkappa$ (γ/Z выбрано параметром):

γ/Z	0	0,01	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	0,9
$\varkappa$	150	50	10,5	5,7	3,5	2,2	1,55	1

Эти данные показывают значительное снижение концентрации отрицательных ионов, вызванное условием роли объемных потерь. С увеличением концентрации $\varkappa$ (или, что равносильно, с уменьшением скорости диссоциации отрицательных ионов) меняется характер движения носителей. Это изменение удобно рассмотреть, анализируя зависимость диффузионных времен жизни от $\varkappa$.

Электроны

Вводя диффузионное время жизни электрона в режиме амбиполярной диффузии без отрицательных ионов,

$$\tau_{ea} = \frac{1}{\mu^2 D_a}, \qquad (4)$$

получаем следующее выражение для безразмерного времени жизни электронов*** в столбе с отрицательными ионами:

$$\tau_e = \frac{\tau^e_{\text{диф}}}{\tau_{ea}} = \frac{1+2\varkappa(b_p/b_e)}{1+2\varkappa}. \qquad (5)$$

Выражение (5) дает монотонное убывание диффузионного времени жизни электронов при возрастании концентрации. При $\varkappa = 0$ диффузионное время жизни равно τ_{ea}; увеличение концентрации приводит к асимптотическому стремлению $\tau^e_{\text{диф}}$ к диффузионному времени жизни, соответствующему свободной диффузии электронов $(D_e\mu^2)^{-1}$. Причиной этого является уменьшение поперечных электрических полей, тормозящих электроны ****.

Положительные ионы

Выражение для безразмерного диффузионного времени жизни положительных ионов имеет вид:

$$\tau_p = \frac{\tau^p_{\text{диф}}}{\tau_{ea}} = \frac{1+2(b_p/b_e)\varkappa}{1+2(D_p/D_e)\varkappa}. \qquad (6)$$

---

* $\varkappa = (D_e/2D_p) - 1$ является предельным значением концентрации, при которой поток отрицательных ионов к стенке за счет диффузии и противоположный поток за счет радиального электрического поля равны по величине.

** При упрощениях мы пользовались следующими неравенствами: $D_e \gg D_p$, $D_p \approx D_n$, $b_e \gg b_p$, $b_p \approx b_n$.

*** При наличии отрицательных ионов для каждого из носителей существует свое диффузионное время жизни.

**** Величина поперечного электрического поля

$$E_z = -\left[\frac{D_e}{(b_e + 2\varkappa b_p)}\right]\frac{\partial N_e}{\partial z}$$

монотонно убывает от значения, соответствующего обычной амбиполярной диффузии, до 0.

Из (6) следует монотонное возрастание диффузионного времени жизни от τ_{ea} до значений, соответствующих свободной диффузии ионов. Интересно, что при концентрациях $\varkappa(b_p/b_e) \ll 1$ при $\varkappa \approx 1$ существует различие в движении положительных ионов и электронов.

Отрицательные ионы

В отличие от электронов и положительных ионов, движение отрицательных ионов обладает рядом особенностей. Диффузионное время жизни их определяется равенством:

$$\tau_n = \frac{\tau^n_{\text{диф}}}{\tau_{ea}} = \frac{1 + 2\varkappa(b_p/b_e)}{2\varkappa(D_n/D_e) - 1}. \qquad (7)$$

При концентрациях $(D_e/2D_p) - 1 < \varkappa < \infty$ $\tau^n_{\text{диф}}$ имеет положительный знак *, убывая от ∞ до $\frac{1}{\mu^2 D_n}$ — величины времени жизни для свободной диффузии ионов. Здесь диффузионный поток к стенке оказывается выше противоположного потока за счет поля. Стенка является стоком отрицательных ионов с мощностью на единицу длины столба:

$$q = 2\pi \int_0^R (\beta - \gamma\varkappa) N_e r dr. \qquad (8)$$

Если же концентрации принадлежат интервалу $0 < \varkappa < (D_e/2D_p) - 1$, диффузионное время жизни становится отрицательным и с ростом концентрации убывает от τ_{ea} до $-\infty$. В этом случае стенка является источником отрицательных ионов ** с линейной мощностью

$$q = 2\pi \int_0^R (\gamma\varkappa - \beta) N_e r dr. \qquad (9)$$

Для $\varkappa = (D_e/2D_p) - 1$ диффузионное время жизни обращается в ∞. Стенка не играет роли в поддержании стационарного состояния, и кинетика определяется исключительно объемными процессами [6].

в) α и $\gamma \neq 0$

Предположение $\varkappa = \text{const}$ не может выполняться для всего сечения. Однако при заданной точности всегда можно подобрать достаточно близкую к оси разряда область, где можно считать концентрацию постоянной.

Уравнение, определяющее концентрацию, может быть получено аналогично (6а) в [4] и имеет вид:

$$\frac{\varkappa - 2\varkappa(1+\varkappa)(D_p/D_e)}{1+2\varkappa} \frac{Z-\beta}{\beta} + 1 = \frac{\gamma}{\beta}\varkappa + \frac{\alpha N_e^0}{\beta}\varkappa(1+\varkappa). \qquad (10)$$

Решение этого уравнения может быть проведено аналогичными методами. Следует указать, что объемная рекомбинация приводит к наличию объемных источников. При достаточно малых концентрациях отрицательных ионов столб делится на две части: в одной из них, находящейся у стенки, рождение отрицательных ионов превалирует над исчезновением, в другой — наоборот.

3. Оценку концентрации отрицательных ионов можно сделать по измерениям временной постоянной процесса уменьшения концентрации электронов при деионизации. Следуя методу, развитому Грановским [7],

---

* Положительное диффузионное время жизни соответствует уходу заряженных частиц, возникших в объеме, на стенку; отрицательное — уходу в объем заряженных частиц, появляющихся на стенке.

** Гюнтершульце [5] ввел понятие ионного слоя около стенки, который может служить поверхностным источником отрицательных ионов.

мы получаем временную постоянную для начала деионизации:

$$\tau_e = \frac{1}{\mu^2 D_{ae} + \beta - \gamma\varkappa} \tag{11}$$

при

$$D_{ae} = D_a \frac{1 + 2\varkappa}{1 + 2\varkappa(b_p/b_e)}.$$

Пользование формулой (11) требует знания частот образования отрицательных ионов и их распада. Более удобно для оценки знания временной постоянной спада* концентрации положительных ионов следующее выражение:

$$\tau_p = \frac{b_e}{\mu^2 D_e b_p} \frac{1 + 2\varkappa(b_p/b_e)}{1 + \varkappa(D_r/D_e)}. \tag{12}$$

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить А. А. Зайцева за ценную дискуссию.

Тульский пед. институт

Цитированная литература

1. Holm R., Z. Phys., 75, 171 (1932).
2. Seeliger R., Kruschke R., Phys. Z., 34, 833 (1933).
3. Seeliger R., Ann. Phys., 6, 93 (1949).
4. Конюков М. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 908 (1958).
5. Günterschulze A., Z. Phys., 91, 724 (1934).
6. Конюков М. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 1634 (1958).
7. Грановский В. Л., Электронные и ионные приборы, стр. 98.— Госэнергоиздат, М.—Л., 1940.

* В отличие от столба в электроположительных газах каждому носителю здесь соответствует своя временная постоянная.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

И. С. СТЕКОЛЬНИКОВ

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ ДЛИННОЙ ИСКРЫ

Механизм развития искрового разряда в промежутках стержень — плоскость, стержень — стержень/плоскость и др. длиной от 1 до 5 м изучался в нашей лаборатории при помощи сконструированных здесь электрических осциллографов, многоячейковых затворов, электронно-оптических преобразователей и зондов. Применялось импульсное, переменное (промышленной частоты) и постоянное напряжение.

Сообщаемые результаты получены в последнее время Е. Н. Браго, А. Я. Инковым, И. Г. Пулавской, Г. И. Смирновой и автором.

1. Импульсная корона

В дополнение и в развитие уже известных из литературы работ по короне на импульсном напряжении были проведены исследования развития короны в промежутке шар—плоскость с одновременным применением оптической и электрической регистраций. Результаты исследования в промежутке до 265 см согласуются с ранее полученными в более коротких промежутках [1]. Корона состоит из отдельных элементов, каждый из которых четко разделяется на две части: ярко светящийся, развивающийся непосредственно со сферы, прямолинейный стебель и слабо светящиеся длинные нити, имеющие древовидную структуру. Стебель имеет неоднородную структуру; пучком ярко светящихся нитей, выходящих из него под углом 90°, стебель разделен на две части, одна из которых примыкает к сфере; по своей яркости нити близки к стеблю и имеют одинаковую с ним структуру. Ток короны регистрируется в виде одиночного импульса с фронтом длительностью $\sim 10^{-8}$ сек и амплитудой, измеряемой амперами — десятками ампер.

На рис. 1 схематически показаны элемент короны и его последовательность развития во времени. По данным электронно-оптической развертки определено, что скорость стебля $\sim 10^8$ см сек$^{-1}$, а средняя скорость ветви $\sim 10^9$ см сек$^{-1}$. На рис. 2 приводятся графики изменения длины элемента короны в функции от амплитуды напряжения на разрядном промежутке. Измерения показали, что при различных диаметрах шара изменение начальных напряжений зажигания короны $U_{кн}$ в зависимости от длины S_0 происходит линейно; наклон прямых увеличивается с возрастанием диаметра.

При амплитуде, равной $U_{кн}$, момент зажигания импульсной короны, который отождествляется с началом фронта тока, перемещается за фронт волны напряжения; предкоронное время, т. е. время от момента t_{max}, когда напряжение на электроде достигает значения $U_{max} = U_{кн}$, до момента $t_к$ зажигания короны, становится неопределенным, зависящим от случайных причин. Если теперь повышать амплитуду прикладываемого импульса напряжения, то зажигание импульсной короны происходит на фронте волны напряжения, причем $U_к$ повышается, а флуктуация по времени уменьшается. Следовательно, для $U_к$ существует своя вольт-секундная характеристика, наподобие той, какая имеется для

разрядных напряжений. Одна из таких характеристик для косоугольных волн различной крутизны приведена на рис. 3.

При неизменных условиях $U_к$ определяет величину импульса тока короны. Если изменять потенциал зажигания импульсной короны, варьируя крутизну подаваемого импульса напряжения, то вместе с этим будет изменяться и амплитуда тока короны. Одновременно оказывается, что ток короны не зависит от максимального значения волны напряжения.

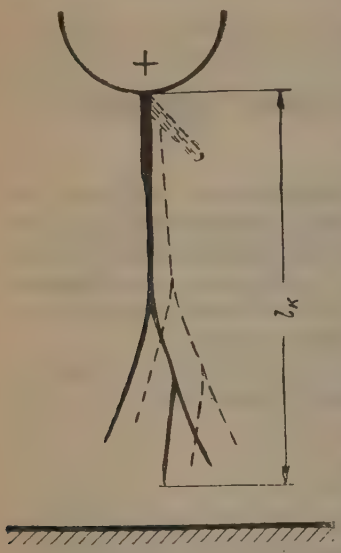


Рис. 1

Экспериментально обнаружена связь между формой тока и пространственной структурой стебля короны. Если стебель не имеет узла, ток регистрируется в виде одиночного импульса с одним максимумом, если же стебель разделен на две части узлом, ток регистрируется в виде импульса с двумя максимумами. В последнем случае импульс тока можно рассматривать как наложение двух одиночных импульсов от каждой части стебля короны.

Описанная форма короны отличается от хорошо известной формы, наблюдающейся на остриях и тонких проводах (т. е. на электродах большой кривизны) при постоянном и переменном напряжении промышленной частоты, определяемой как «корона, непрерывная в пространстве и времени»*. В связи с указанной здесь спецификой описанная выше форма разряда названа «импульсной» формой короны.

С целью решения вопроса о форме короны, возникающей с электрода небольшой кривизны при напряжении промышленной частоты были сделаны опыты в условии промежутка шар—плоскость (диаметр шара 12,5 см) при S_0=125 см. На рис. 4 в схематическом виде показаны фотографии явления при плавном и медленном увеличении переменного напряжения до крити-

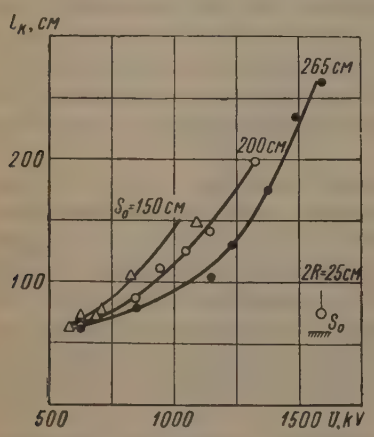


Рис. 2

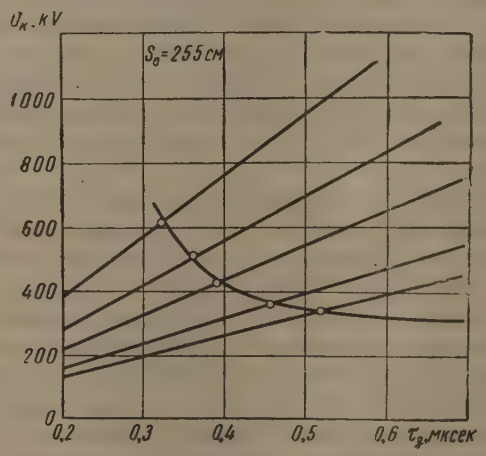


Рис. 3

ческой величины $U_{кн}$. При $U_{кн}$ = 254 kV внезапно (без предварительно видимых или слышимых явлений) на +- полупериоде образуется элемент короны, внешний вид которого тождествен таковому при импульсном напряжении (рис. 1): длина его стебля (2—3 см) и ветви (13—20 см) близки соответствующим размерам элемента импульсной короны, полученным в таком же промежутке. Это дает основание предположить, что

* Правильнее называть ее «лавинной» формой короны.

механизм образования элемента короны при обоих видах напряжения одинаков. Поскольку в данном случае рассматривается возникновение короны на первой полуволне, важной особенностью опытов является существенное уменьшение крутизны прикладываемой волны напряжений промышленной частоты. При последующем действии переменного напряжения в промежутке в течение 10—15 сек регистрируются лишь элементы отрицательной короны при отрицательных полуволнах, имеющих вид

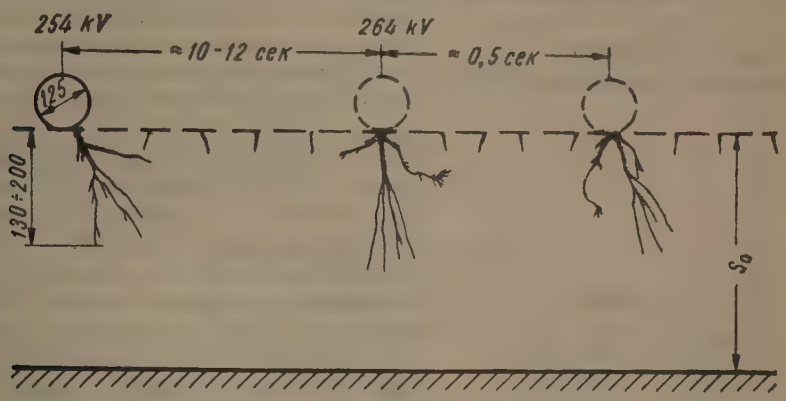


Рис. 4

прямых неветвящихся стеблей длиной 3—4 см. Увеличение напряжения до U_{max}= 264 kV приводит к учащенному образованию элементов короны с несколько более развитой системой ветвей и с более интенсивным свечением, а затем к элементам короны, от стебля которых берут начало заторможенные лидеры, как это наблюдалось при импульсном напряжении.

На развитие последующих элементов оказывает влияние объемный заряд, затрудняющий повторное образование элементов с одного и того же места и обусловливающий их перемещение по поверхности электрода. Фотографии, получаемые статической камерой, показывают пучки, состоящие из последовательно наложившихся при многократном приложении импульсного напряжения. Существование таких пучков давно наблюдалось на проводах ϕ1—2 см и более.

В расчетах потерь энергии на корону на линиях электропередачи ширина зоны высокой напряженности поля, т. е. зоны, где происходит ионизация прилегающего к поверхности коронирующего электрода воздуха, принимается весьма малой — для проводов реальной конструкции от нескольких миллиметров до 1 см. Часто ширина зоны ионизации принимается равной нулю, а роль ее выражается принятием постоянного градиента на поверхности провода. Эти представления относятся лишь к лавинной короне.

Условия возникновения и стационарности самостоятельного разряда определяются воспроизводством фотоэлектронов, способных начать новые лавины. Критерий к воспроизводству дан Лебом и его школой и получил свое развитие в работах Александрова [2] и других авторов. Более подробному рассмотрению названных форм короны, физическому их анализу и расчетным методам должно быть уделено соответствующее внимание.

При увеличении U вслед за импульсной короной с поверхности электрода начинается развитие заторможенных лидеров, возникающих все более часто. Наконец, при $U = U_p$ лидер доходит до плоскости, и вслед за ним образуется главный канал. Описанный здесь механизм разряда в части лидерной и главноканальной стадий зафиксирован нами и на постоянном напряжении.

2. Лидерная стадия

За последнее время удалось установить ряд существенных подробностей в части структуры лидера и влияния параметров испытательной схемы на развитие лидерного процесса.

Сопоставление оптических картин и количественных характеристик $i(t)$, $U(t)$ и $l(t)$ [3] в двух промежутках существенно различной конфигурации (стержень — плоскость и кольцо — плоскость) при различных тормозных сопротивлениях R_0 и фронтовых емкостях C_Φ привело к выводу, что принципиально возможны «идеальные» испытательные схемы, т. е. схемы с такими параметрами, что они не влияют на протекание лидерного процесса и представляют для него как бы источник бесконечной мощности. Соответствующие величины $R_0 = R_{оп}$ определяются при этом наибольшей величиной лидерного тока в данном промежутке при источнике бесконечной мощности («энергоемкостью» промежутка) или, расшифровывая, геометрией промежутка и напряжением на нем.

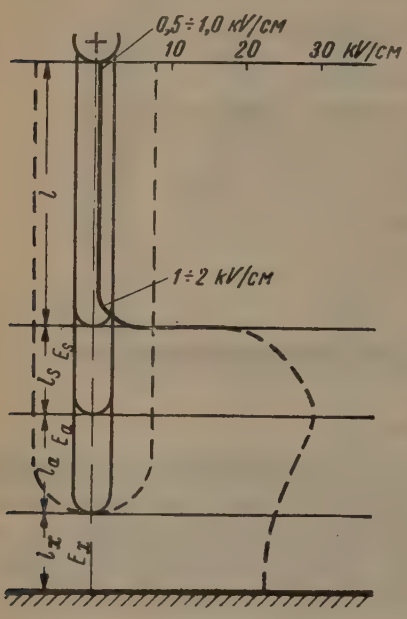


Рис. 5

Увеличение R_0 выше $R_{оп}$ приводит к увеличению iR_0 и снижению U. Из-за понижения U уменьшается ток и скорость V развития лидера. При не очень большом превышении R_0 по сравнению с $R_{оп}$ изменение U, i и V происходит только в конце лидерного процесса, где ток наибольший. При этом зависимость $i(t)$ изменяется и искажается форма импульса напряжения; полное время лидерного процесса изменяется мало. В случае, когда R_0 намного больше $R_{оп}$, изменение i, U и V имеет место в течение всего лидерного процесса, форма импульса напряжения искажается мало, но значительно уменьшаются абсолютные величины i, U и V, что приводит к существенному увеличению времени развития лидера. Тот факт, что влияние R_0 сильнее в конце лидерного процесса, делает развитие лидера с увеличением R_0 более равномерным.

Наличие C_Φ позволяет увеличить $R_{оп}$, так как ею осуществляется дополнительное питание лидера в конце его развития.

Влияние R_0 и C_Φ на развитие лидерного процесса, как известно, приводит к несовпадению вольт-секундных характеристик, полученных в различных лабораториях. Это несовпадение тем сильнее, чем больше «энергоемкость» промежутка. Кроме того, анализ удара молнии в опору показывает [4], что в этом случае на промежуток действует источник бесконечной мощности. Возможно, это имеет место и при других случаях работы изоляции во время эксплуатации. Следовательно, получение вольт-секундных (и других) характеристик желательно в условиях «идеальной» схемы или близких к ней.

Проведенная работа позволила дать следующие рекомендации:

1) для параметров «идеальных» схем в случае «малоэнергоемких» промежутков ($C_0 \geqslant 15000$ pF, $R_0 \leqslant 150$ Ω, $C_\Phi \geqslant 2000 \div 4000$ pF);

2) для проектирования новых ГИНов:

а) C_0 должна быть взята такой, чтобы при требующейся от ГИНа отдаче энергии падение напряжения на конденсаторах не превышало 5%;

б) величина R_0 должна быть в пределах $50 \div 150$ Ω;

в) индуктивность разрядной цепи должна быть минимальной.

При помощи специальной зондовой методики были измерены продольные градиенты потенциала канала лидера E в приэлектродной части. Эксперименты показали [5], что величина E колеблется около 0,3 — 0,5 kV $см^{-1}$.

Полученные зависимости проводимости канала от перенапряжений на промежутке позволили при некоторых допущениях построить распределение E вдоль всего лидерного канала длиною l (рис. 5); пунктирная линия дает оценочные значения градиентов в стримерной (длина l_s) и лавинной (l_a) частях лидера, а также в воздушном промежутке длиной l_x. Положительный избыточный заряд лидера заключен не только в его канале, но и в цилиндрическом пространстве, показанном пунктиром.

Лаборатория высоковольтного газового разряда
Энергетического института
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Norinder H., Salka O., Arkiv Fys., 3, *4—5*, 347 (1952).
2. Александров Г. Н., Ж. техн. физ., 26, вып. 8, 1769 (1956).
3. Пулавская И. Г., Стекольников И. С. Изв. АН СССР. Отд. техн. н., *10*, 64 (1956).
4. Стекольников И. С., Изв. АН СССР, Отд. техн. н., *1*, 37 (1957).
5. Инков А. Я. Исследования предразрядной стадии длинных искр. Передовой научно-технический и производственный опыт. Тема 26.— Всес. н.-и. ин-т техн.инф. АН СССР, Э—57—39/9, М., 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. И. ЛЕВИТОВ, А. Г. ЛЯПИН и В. И. ПОПКОВ

ЗОНДОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ КОРОНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Основные принципиальные положения теории зондовых измерений в поле короны переменного тока изложены в [1]. Они кратко сводятся к следующему. При выполнении определенных требований относительно соотношения поперечных размеров зонда и периода изменения исследуемого процесса для каждого момента времени на основании данных зондовых измерений можно построить вольт-амперные характеристики зонда, подобные характеристикам для короны постоянного тока.

Для построения таких вольт-амперных характеристик необходимо иметь кривые только конвекционного тока. Ток же на зонд в общем случае содержит, кроме конвекционной составляющей, также ток смещения, обусловленный непостоянством во времени заряда зонда. Практическое осуществление при измерениях требования о постоянстве заряда зонда, при выполнении которого ток смещения равен нулю, оказывается весьма затруднительным. Поэтому необходимо исключить ток смещения из результатов измерений другим путем. Эту задачу решает применение зонда с сеткой [2], а также применение двойного (дифференциального) зонда.

Дифференциальный зонд состоит из двух совершенно одинаковых цилиндрических зондов, расположенных в исследуемом поле симметрично относительно коронирующего электрода. В силу симметрии токи зондов и их составляющие (конвекционный ток и ток смещения) одинаковы, а их разность равна нулю. При включении в цепь одного из зондов источника постоянного напряжения (напряжения подпора) баланс схемы нарушится и разность токов станет отличной от нуля. Для выяснения влияния напряжения подпора на отдельные составляющие тока зондов рассмотрим уравнения для потенциалов зондов:

$$\left.\begin{aligned} U_{\sim} + U_{=} &= \alpha_{1-1}\, q_1 + \alpha_{1-2} q_2 + \alpha_{1-\text{пр}} q_{\text{пр}} + U_1(q_{\text{об}}) \\ U_{\sim} + 0 &= \alpha_{2-1}\, q_1 + \alpha_{2-2} q_2 + \alpha_{2-\text{пр}} q_{\text{пр}} + U_2(q_{\text{об}}) \end{aligned}\right\}, \tag{1}$$

где $U_{\sim}$ — переменная составляющая потенциала, одинаковая для обоих зондов, $U_{=}$ — постоянная составляющая потенциала первого зонда, $U_1(q_{\text{об}})$ и $U_2(q_{\text{об}})$ — доли потенциала первого и второго зондов, обусловленные объемным зарядом; q_1, q_2, $q_{\text{пр}}$ — заряды зондов и провода.

Так как $\alpha_{1-2} = \alpha_{2-1}$, $\alpha_{1-1} = \alpha_{2-2}$ и $\alpha_{1-\text{пр}} = \alpha_{2-\text{пр}}$, то

$$q_1 - q_2 = \frac{U_{=}}{\alpha_{1-1} - \alpha_{1-2}} - \frac{U_1(q_{\text{об}}) - U_2(q_{\text{об}})}{\alpha_{1-1} - \alpha_{1-2}}.$$

Отсюда разность конвекционных составляющих токов зондов:

$$i_{1\text{к}} - i_{2\text{к}} = \frac{p(t)\cdot k}{\alpha_{1-1} - \alpha_{1-2}} \{U_{=} - [U_1(q_{\text{об}}) - U_2(q_{\text{об}})]\}$$

и разность токов смещения

$$i_{1e} - i_{2e} = \frac{1}{\alpha_{1-1} - \alpha_{1-2}} \cdot \frac{d}{dt} [U_1(q_{\text{об}}) - U_2(q_{\text{об}})].$$

При отсутствии влияния зондов на главный разряд, что является одним из основных условий правомерности зондовых измерений, разность $U_1(q_{об}) - U_2(q_{об})$ практически равна нулю. Следовательно, и разность емкостных токов также равна нулю, т. е. в случае применения дифференциального зонда имеет место автоматическая компенсация емкостных токов. Это и позволяет по данным измерений построить вольтамперные характеристики, подобные характеристикам для стационарного случая.

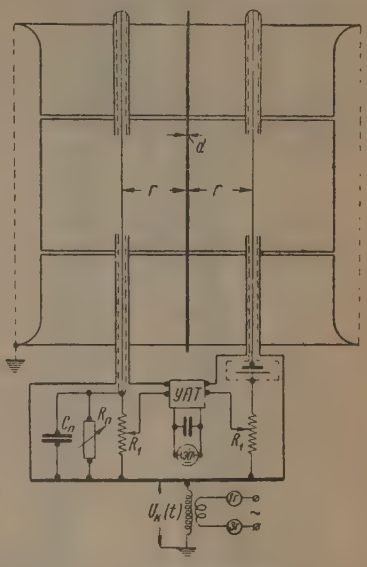


Рис. 1. Принципиальная схема измерений

Отсутствие влияния зондов на главный разряд достигается благодаря тому, что переменное напряжение, задаваемое на зонды от специального источника, во все моменты времени близко по величине к потенциалу пространства, существовавшему в месте установки зондов до их внесения в исследуемое поле. Установление при измерениях необходимой амплитуды, фазы и формы этого напряжения (компенсация пространственного потенциала) осуществлялось на основании критерия компенсации, в качестве которого в случае применения дифференциального зонда принималось условие совпадения вольт-амперных характеристик исследуемого разряда до и после внесения зонда. Технически это осуществлялось путем совмещения вольт-амперной характеристики на экране осциллографа при наличии зонда с характеристикой, зарисованной тушью на экране при том же напряжении на коронирующем электроде, но при отсутствии зонда.

После настройки компенсации в цепь одного из зондов включается напряжение подпора и производится осциллографирование разности токов зонда. Полученные осциллограммы являются первичными материалами исследования, подлежащими соответствующей обработке и расшифровке.

Измерения дифференциальным зондом производились на экспериментальной установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 1. Подробное описание установки и ее схемы приведено в [2], где приводятся также результаты исследований при помощи зонда с сеткой.

Измерения дифференциальным зондом производились в поле коронирующего провода ϕ 3,09 мм, помещенного в цилиндр ϕ 2 м, при величине относительного перенапряжения $U_m/U_0 = 2$.

Кривые тока небаланса (разность токов зондов) в зависимости от величины постоянного напряжения подпора для расстояния зондов от провода $r = 17{,}5$ см приведены на рис. 2. Аналогичный вид имеют эти кривые и для ряда других расстояний. Из рассмотрения этих кривых прежде всего следует, что увеличение напряжения подпора того или иного знака сопровождается практически пропорциональным увеличением амплитуды и мгновенных значений тока, что обусловлено, как уже отмечалось, увеличением ионной составляющей тока одного из зондов.

На основании кривых тока были построены для отдельных моментов времени зависимости мгновенных значений тока от напряжения подпора — вольт-амперные характеристики дифференциального зонда. Серии таких характеристик, соответствующих кривым рис. 2, приведены на рис. 3 и 4. Вольтамперные характеристики оказываются не прямыми линиями, а ломаными. При этом имеет место отклонение экспериментальных точек от средних прямых не в одну сторону, что соответствовало бы систематической погрешности или же ошибкам в теоретических выводах, а в обе

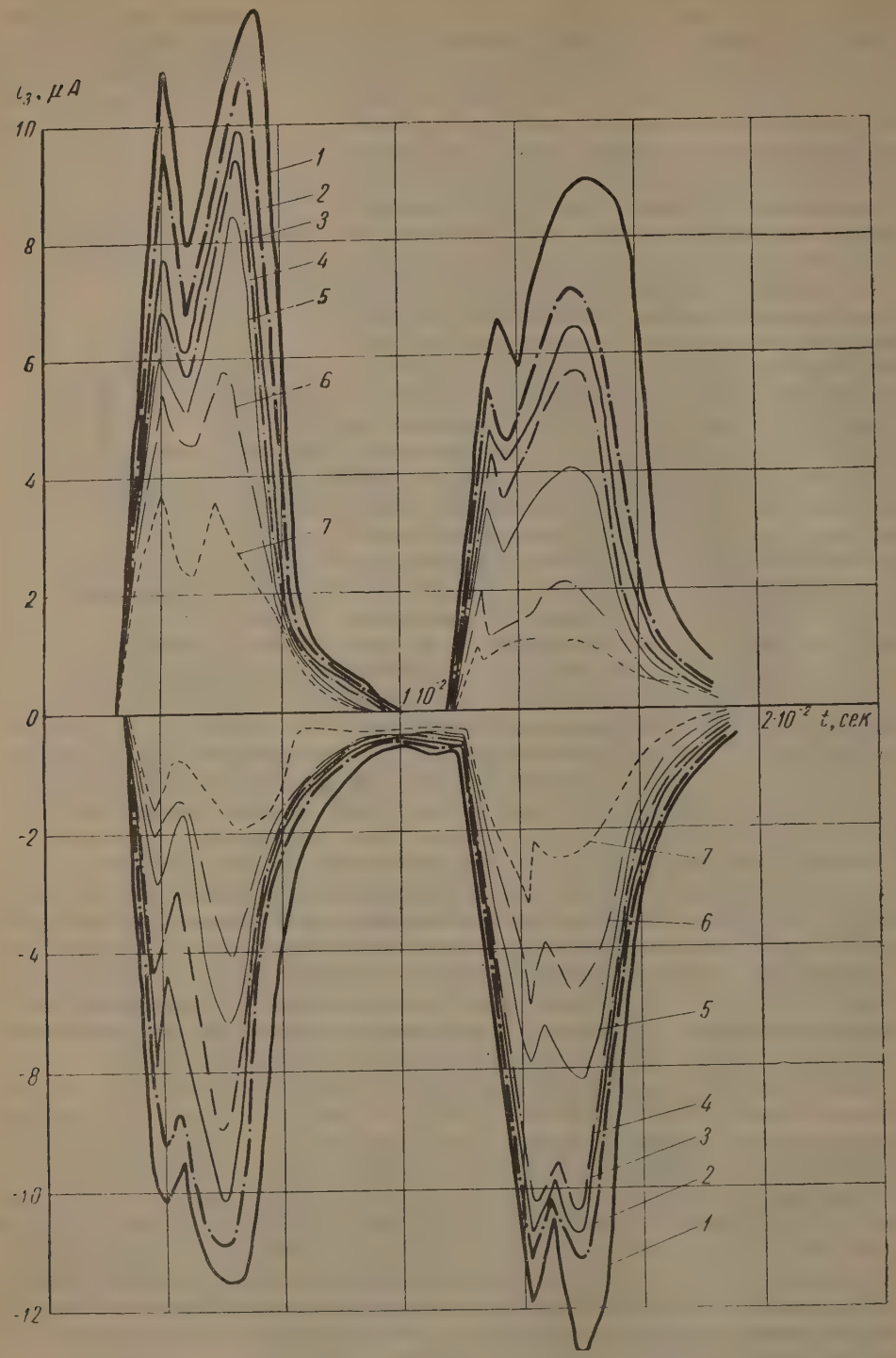


Рис. 2. Кривые тока небаланса для $r = 17{,}5$ см: *1* — $U_п = 2365$ V, *2* — 1950 V, *3* — 1760 V, *4* — 1380 V, *5* — 1045 V, *6* — 820 V, *7* — 625 V

стороны. Последнее указывает на то, что имеют место погрешности, вызванные случайными причинами. Среди этих причин можно назвать колебания напряжения питающей сети, дрейф нуля усилителей постоянного тока, применявшихся при измерениях, а также ошибки при обработке осциллограмм, подвергавшихся многократному увеличению.

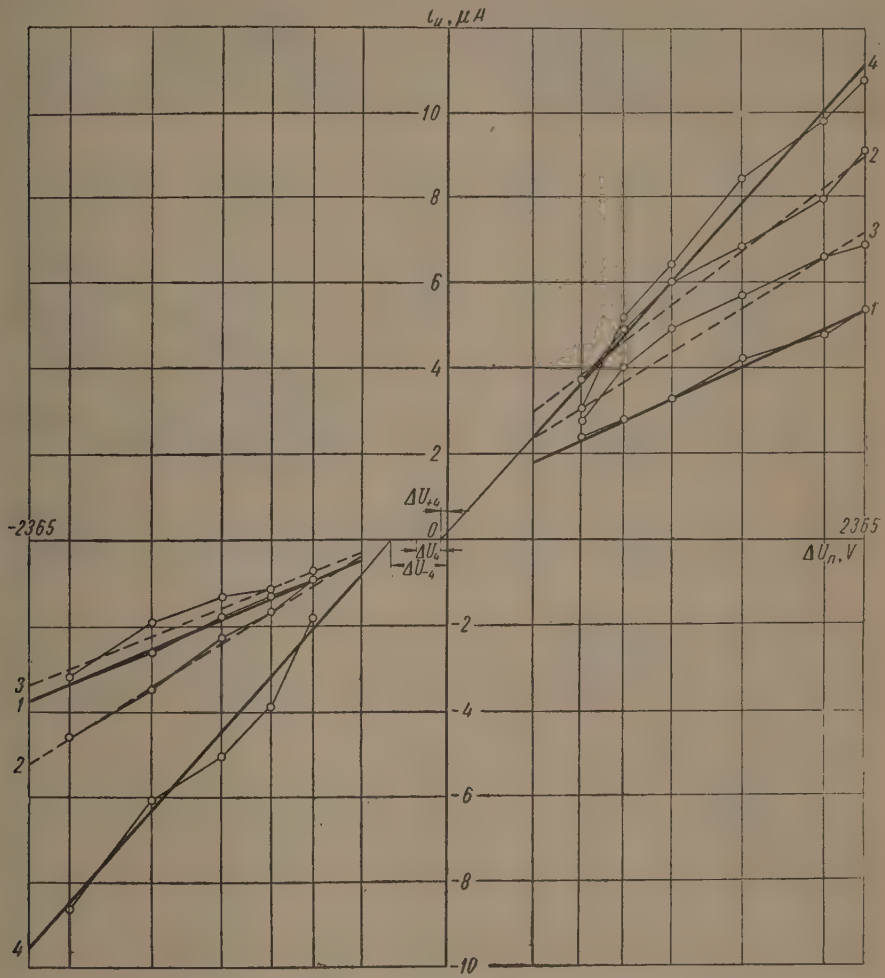


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики дифференциального зонда $d_{пр} = 3{,}09$ мм, $m = 2$, $r = 17{,}5$ см для ωt: *1* — 36°, *2* — 45°, *3* — 51°, *4* — 62°

Тангенс угла наклона средних вольт-амперных характеристик [1] определяет величину произведения плотности объемного заряда на подвижность ионов для данной точки поля и в данный момент времени:

$$\operatorname{tg} \alpha_i = \rho(t_i)\, k \frac{c}{\varepsilon_0},$$

где

$$C = (\alpha_{1-1} - \alpha_{1-2})^{-1}.$$

Полученные таким образом кривые изменения ρk во времени для положительных и отрицательных ионов для $r = 17{,}5$ см, приведены на рис. 5. Эти кривые, так же как и кривые тока небаланса, имеют форму двух последовательных импульсов. При этом амплитуда импульса, соответствующая прямому ходу ионов, заметно больше амплитуды импульса обратного хода.

Кроме величины ρk, вольт-амперные характеристики позволяют определить значения пространственного потенциала. Для этой цели вольт-амперные характеристики продолжены до пересечения с осью напряжения. Отрезки, заключенные между точками пересечения вольт-амперных характеристик с осью абсцисс и началом координат, определяют разности ΔU между мгновенными значениями заданного на зонды компенсирующего переменного напряжения $U_к(t)$ и мгновенными значениями пространственного потенциала в исследуемой точке $-U_0(t)$.

При отсутствии погрешностей измерения и обработки результатов вольт-амперные характеристики положительных и отрицательных за-

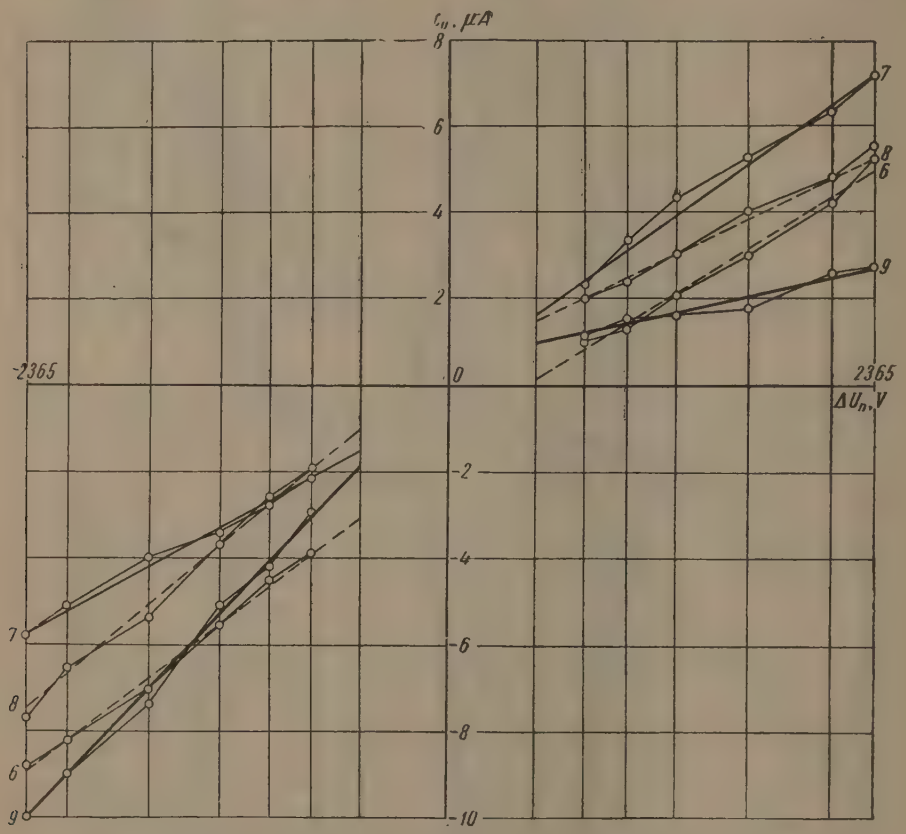


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики дифференциального зонда $d_{пр} = 3{,}09$ мм, $m=2$, $r=17{,}5$ см для ωt: 6—214°, 7—264°, 8—276°, 9—288°

рядов, построенные для одних и тех же моментов времени, должны пересекать ось абсцисс в одной и той же точке. Из-за имеющихся погрешностей положительные и отрицательные характеристики для сходственных моментов времени пересекают ось в различных, но близких друг к другу точках. Поэтому при определении ΔU принималось его среднее значение:

$$\Delta U_{ср} = \frac{\Delta U_+ + \Delta U_-}{2}.$$

Зависимость $\Delta U_{ср}$ для $r = 17{,}5$ см приведена на рис. 6. На этом же графике приведена кривая компенсирующего напряжения $U_к(t)$, а также кривая пространственного потенциала $U_0(t)$, которая представляет собой сумму $U_к(t)$ и $U_{ср}(t)$, т. е.

$$U_0(t_i) = U_к(t_i) + \Delta U_{ср}(t_i).$$

Измерения и обработка результатов, подобные описанным выше, были проведены для ряда расстояний зонда от провода, заключенных в интервале 12,5 ÷ 42,5 см.

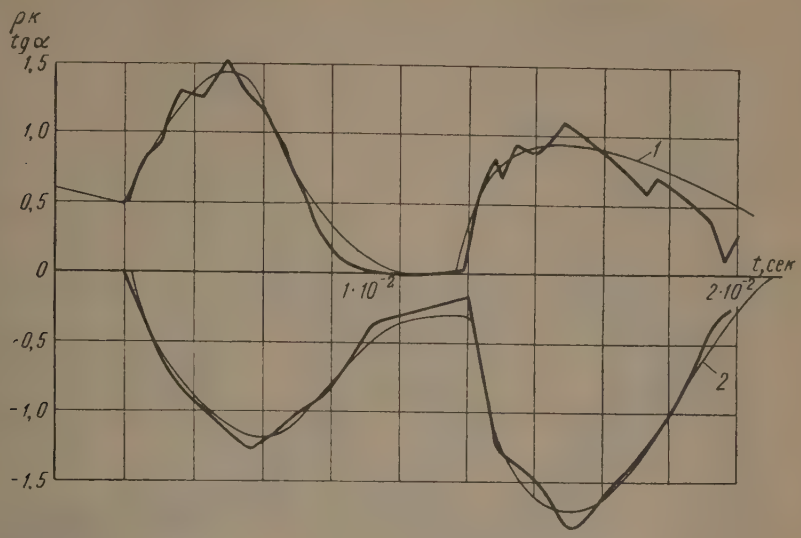


Рис. 5. Кривые изменения ρk во времени для сечения $r = 17{,}5$ см: *1* — $\rho k = f(t)$ положительных ионов, *2* — $\rho k = f(t)$ отрицательных ионов

Кривые точки небаланса для ряда расстояний из этого интервала при одном значении напряжения подпора $U_п = 2365$ V приведены на рис. 7. Точки начала импульсов тока прямого хода, соответствующие

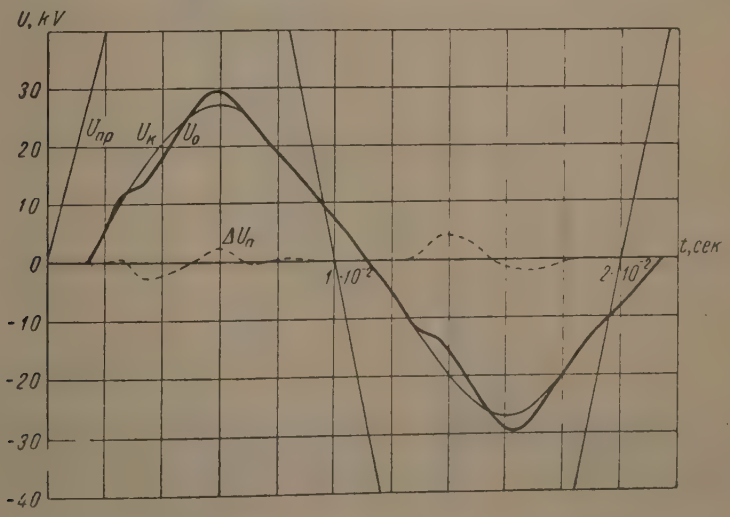


Рис. 6. Кривые пространственного потенциала во времени для сечения $r = 17{,}5$ см

приходу волны объемного заряда в данную точку пространства, сдвигаются по мере увеличения расстояния в сторону больших времен.

Кривые $\rho k = f(t)$ для различных расстояний приведены на рис. 8. Характерной особенностью этих кривых является уменьшение разницы между амплитудами импульсов прямого и обратного хода с ростом расстояния от провода при одновременном уменьшении обеих амплитуд.

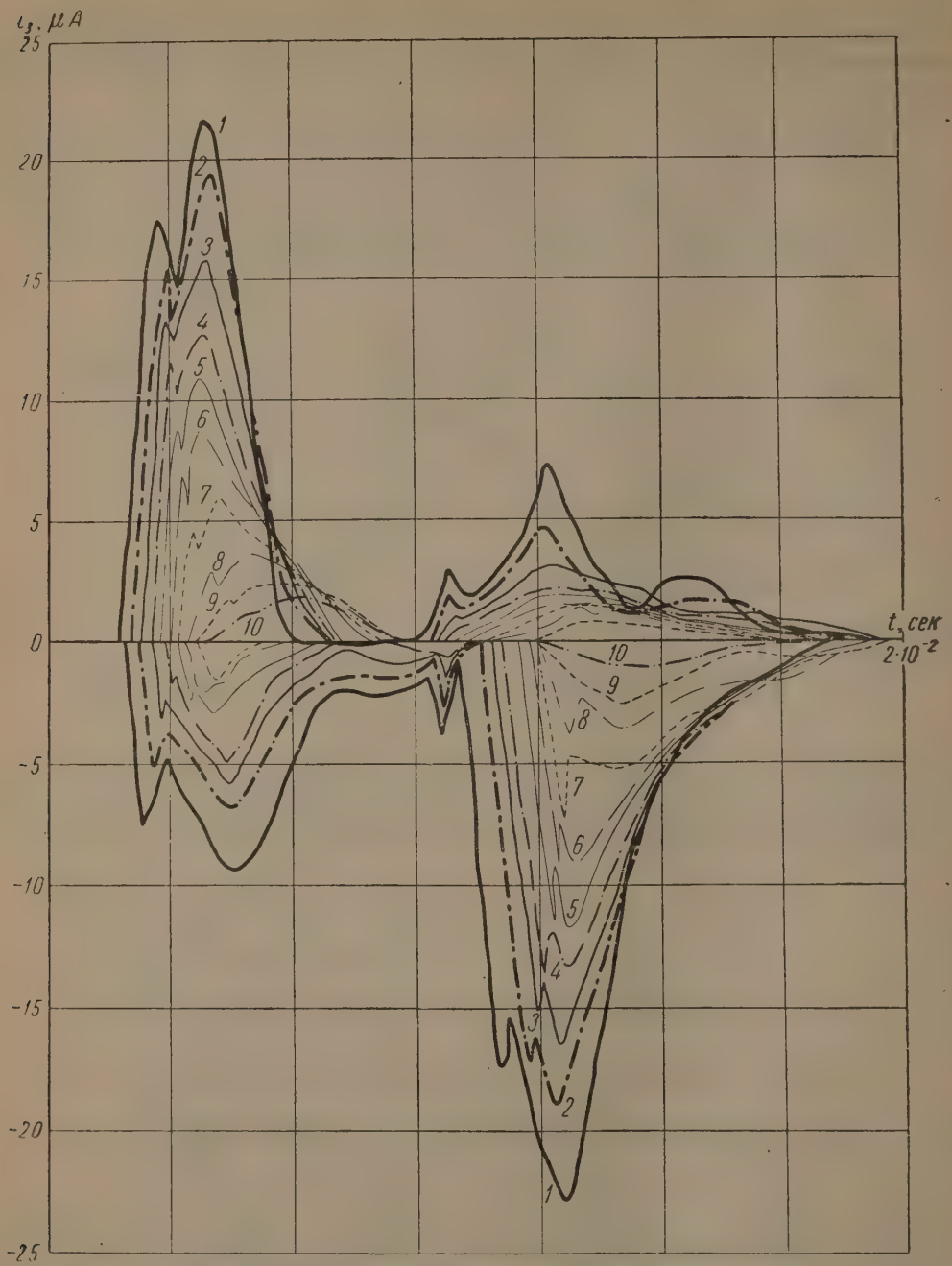


Рис. 7. Изменение тока небаланса для различных сечений исследуемого поля для $d_{пр} = 3{,}09$ мм, $m = 2$ при $U_n = 2365$ V: *1* — $r = 15$ см, *2* — $r = 17{,}5$ см, *3* — $r = 20$ см, *4* — $r = 22{,}5$ см, *5* — $r = 25$ см, *6* — $r = 27{,}5$ см, *7* — $r = 30$ см, *8* — $r = 32{,}5$ см, *9* — $r = 35$ см, *10* — $r = 37{,}5$ см

Для расстояний, бóльших 30 см, разница в амплитудах становится уже настолько малой, что можно говорить о практической неизменности во времени и однородности в пространстве плотности объемного заряда в этих точках [3].

На основании максимальных величин ρk и при использовании значений подвижностей нормальных ионов ($k_+ = 1{,}4$ см^2 V^{-1} сек$^{-1}$ и $k_- = 1{,}8$ см^2 V^{-1} сек$^{-1}$) получены зависимости максимальной плотности объемного заряда от расстояния, приведенные на рис. 9.

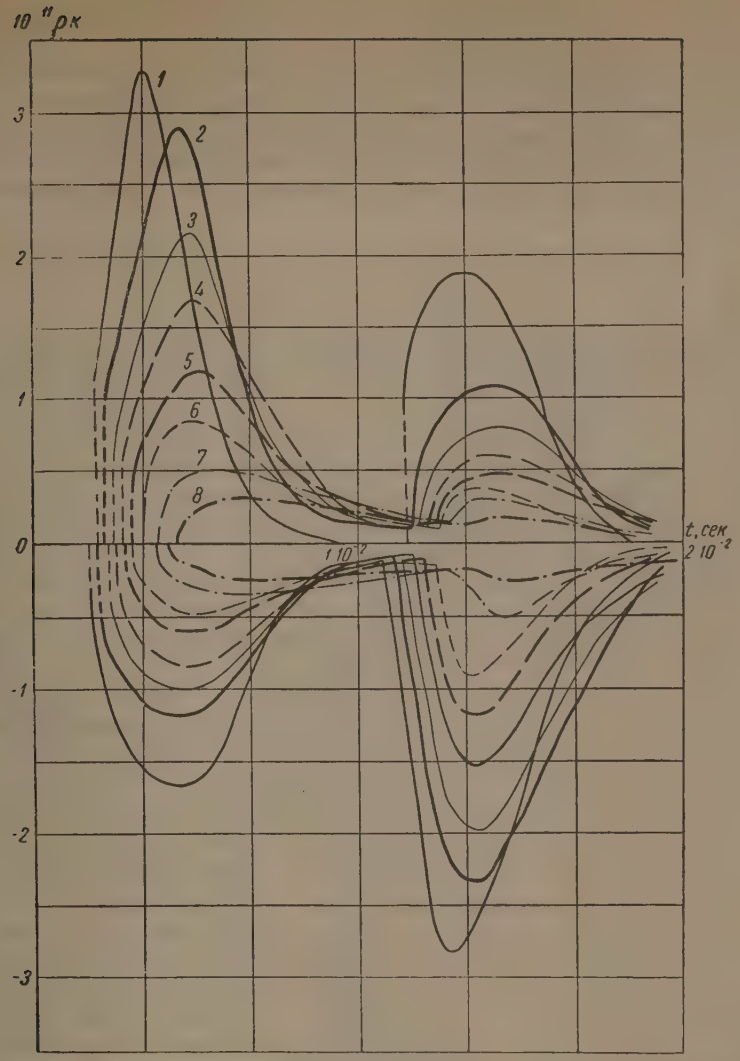


Рис. 8

Рис. 8. Кривые ρk для различных сечений исследуемого поля: *1* — $r = 15$ см, *2* — $r = 17{,}5$ см, *3* — $r = 20$ см, *4* — $r = 22{,}5$ см, *5* — $r = 25$ см, *6* — $r = 27{,}5$ см, *7* — $r = 35$ см, *8* — $r = 37{,}5$ см.

Рис. 9. Зависимость максимальной плотности объемного заряда для различных сечений поля

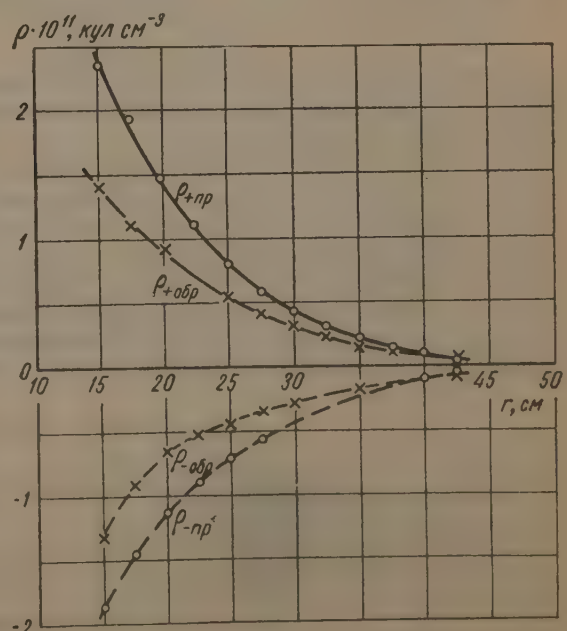


Рис. 9

Наряду с данными о величинах ρk на основании вольт-амперных характеристик получены кривые пространственного потенциала для различных r (рис. 10). Эти кривые для относительно небольших расстояний оказываются достаточно сильно искаженными. При этом наиболее сильно в них проявляются третья и пятая гармоники. По мере увеличения рас-

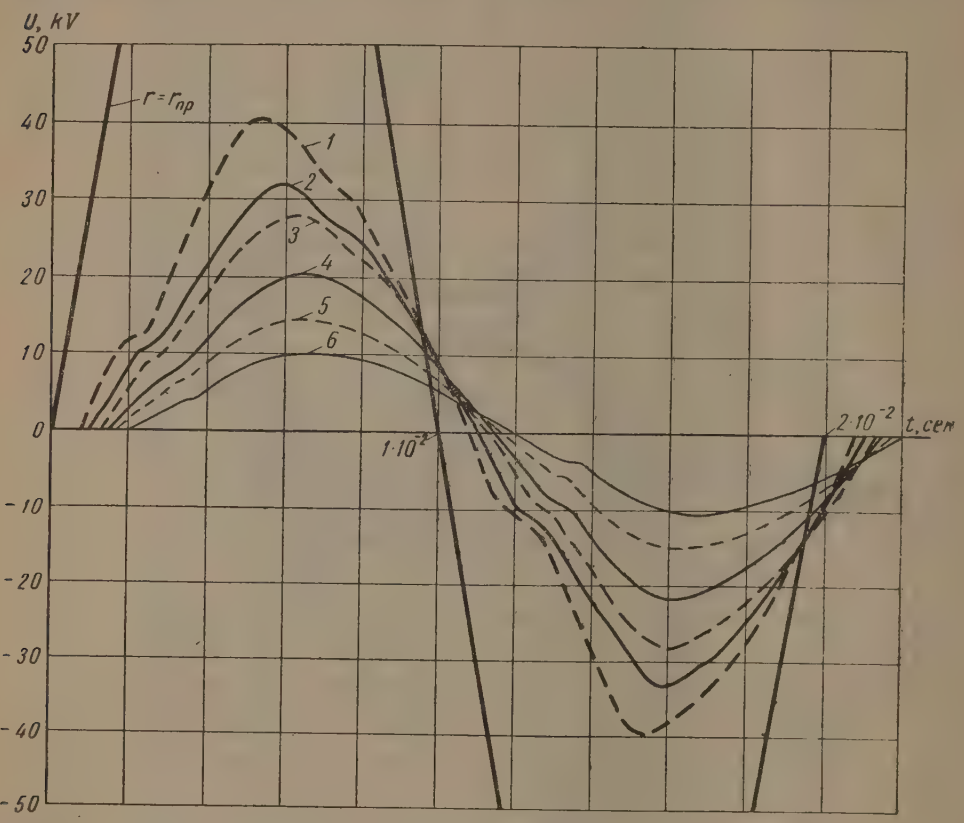


Рис. 10. Кривые пространственного потенциала для различных r: *1* — r = 12,5 см, *2* — r = 15 см, *3* — r = 17,5 см, *4* — r = 20 см, *5* — r = 25 см, *6* — r = 30 см

стояния искажения кривой пространственного потенциала уменьшаются, и она по форме приближается к форме кривой полного заряда исследуемого коронирующего промежутка.

Мы не будем здесь более подробно анализировать приведенные выше экспериментальные результаты, поскольку основной задачей настоящей работы является выяснение методических вопросов зондовых исследований поля короны переменного тока.

В заключение следует отметить, что приведенные данные подтверждают принципиальную возможность осуществления зондовых измерений в переменном поле, а также правильность положенных в основу этих измерений теоретических соображений.

Цитированная литература

1. Кравченко В. Д., Левитов В. И., Изв. АН СССР, Отд. техн. н., *10*, 6 (1955).
2. Левитов В. И., Ляпин А. Г., Попков В. И., Изв. АН СССР. Отд. техн. н., *1*, 14 (1957).
3. Попков В. И., Изв. АН СССР. Отд. техн. н., *7*, 58 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Г. Н. АЛЕКСАНДРОВ

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЗОНЕ ИОНИЗАЦИИ КОРОНИРУЮЩИХ ПРОВОДОВ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Четкое представление об элементарных процессах в зоне ионизации коронирующих промежутков необходимо для выяснения величин напряженности поля на поверхности коронирующих проводов.

Коронный разряд возникает в резко неравномерных полях и характеризуется наличием двух областей в разрядном промежутке. Зона ионизации охватывает узкую область поля с весьма высокой напряженностью, примыкающую к поверхности коронирующего электрода. Во внешней (темной) области коронирующего промежутка движутся в относительно слабом поле ионы, образованные разрядом.

Ток положительной короны вблизи напряжения ее возникновения не непрерывен, но составлен беспорядочно следующими друг за другом лавинными импульсами, чередующимися со стримерами. Возникновение импульсов, бросков тока короны связано с выполнением условий самостоятельности разряда в течение ограниченных отрезков времени в различных областях поверхности провода. При этом резко (на 2—3 порядка) возрастает средний ток через коронирующий промежуток. При повышении напряжения сверх начального колебания тока быстро пропадают, и устанавливается стационарный режим положительной короны. Колебания тока положительной короны определяются условиями формирования внешней области коронирующего промежутка, но не какими-либо процессами в зоне ионизации. Переход положительной короны к стационарному режиму не отмечается какими-либо изменениями в ходе кривой зависимости тока короны от напряжения. В связи с этим условия стационарности положительной короны в докладе не рассмотрены.

Единственным источником вторичных электронов при униполярной положительной короне является фотоионизация в объеме газа. Условия возникновения положительной короны обычно формулируются как условия воспроизводства отдельных лавин. В работах [1, 2] показано, однако, что поглощение газом излучения отдельной лавины может привести к возникновению нескольких фотоэлектронов, каждый из которых может инициировать более или менее мощную лавину электронов. Все эти лавины участвуют в развитии (либо поддержании) разряда. Анализ условия возникновения положительной униполярной короны с учетом всех лавин, возникающих в зоне ионизации, позволяет сформулировать его по-новому, как условие воспроизводства полного числа фотонов в зоне ионизации, произведенных (путем возбуждения молекул газа) первоначальной и последующими лавинами [3]:

$$0{,}5\ k\eta_1\mu \int_0^{\infty} k_{эфф}\ [\exp\ (\int_{r_0}^{r_0+\rho} \alpha dr - \mu\rho)]d\rho = 1, \qquad (1)$$

где $k = 0^0/\alpha$, α — первый коэффициент ионизации Таунсенда, 0 — число фотонов, производимых лавиной электронов на 1 см пути, η_1 — квантовый выход фотоэлектронов, μ — коэффициент поглощения излучения газом, r_0 — радиус провода, ρ — расстояние от заданной точки поверхности про-

вода, которую можно условно считать точкой выхода всех фотонов, произведенных начальной лавиной *, до произвольной точки объема газа; $k_{эфф}$ — коэффициент эффективности фотоэлектронов, учитывающий различие мощности лавин, возникших при поглощении фотонов, распространяющихся по разным направлениям при $\rho = \text{const}$. Полученное из условия воспроизводства полного числа фотонов в зоне ионизации равенство (1), не содержащее числа фотонов начальной лавины, является условием воспроизводства индивидуального фотона в зоне ионизации.

Вычисленная по данным измерений начальной напряженности положительной короны на проводе диаметром 1,4 см ($E^{+}_{н} = 41{,}5$ kV см$^{-1}$) при $\mu = 6$ см$^{-1}$ [3,4] величина $k\eta_1$ оказалась равной $1{,}74 \cdot 10^{-3}$, что вполне правдоподобно. Эта цифра почти в три раза меньше величины $k\eta_1 = 4{,}7 \cdot 10^{-3}$, полученной при тех же данных из условия, предполагавшего механизм воспроизводства индивидуальной лавины [5]. Поскольку механизм воспроизводства полного числа фотонов в зоне ионизации, таким образом, энергетически выгоднее механизма воспроизводства индивидуальной лавины, он и определяет возникновение положительной короны.

Отрицательная корона не имеет стационарного режима. Образуемые короной положительный и отрицательный объемные заряды накапливаются вблизи коронирующего «пятна» на разном расстоянии от коронирующей поверхности. Это приводит к резкому увеличению интенсивности разряда. Однако различная скорость устранения положительных и отрицательных ионов из коронирующего промежутка приводит затем к прекращению разряда с данного «пятна» [6]. Ток отрицательной короны составляется рядом регулярных импульсов (импульсы Тричела) длительностью порядка $10^{-7} \div 10^{-6}$ сек, причем время нарастания тока имеет порядок 10^{-7} сек (длительность фронта импульса)**. Такой характер разряда может быть обеспечен только фотоэлектрическими процессами — фотоионизацией в объеме газа и фотоэффектом с поверхности провода. Вычисления показали, что роль первого из названных процессов в воспроизводстве вторичных электронов при отрицательной короне мала по сравнению с вторым [3] (проверено для проводов диаметром до 1,5 см). Условие возникновения отрицательной короны может быть поэтому приближенно сформулировано как условие воспроизводства индивидуальной лавины, распространяющейся от поверхности провода; оно может быть выражено соотношением [3]

$$k\eta_2 \int_{r_0}^{r_i} g_\mu \alpha \left[\exp\left(\int_{r_0}^{r_0+\rho} \alpha dr - \mu\rho\right)\right] dr = 1, \qquad (2)$$

где η_2 — квантовый выход электронов с поверхности провода, r_i — радиус внешней границы зоны ионизации, g_μ — геометрический фактор, учитывающий различие потерь фотонов, распространяющихся в различных направлениях, происходящее за счет поглощения их газом и неравномерности электрического поля.

Вычисления согласно условию (2) показали, что оно сохраняет соответствие экспериментальной зависимости начальной напряженности отрицательной короны от радиуса провода в широком диапазоне изменения последнего при $\mu = 6$ см$^{-1}$ и постоянном значении квантового выхода электронов ($k\eta_2 = 0{,}68 \cdot 10^{-2}$). В то же время условию самостоятельности разряда в виде

$$\gamma\left[\exp\left(\int_{r_0}^{r_i} \alpha\, dr\right) - 1\right] = 1, \qquad (3)$$

предполагающему выход электронов с поверхности провода вследствие

* Это справедливо при давлении газа, близком к атмосферному и большем.

** Частота повторения импульсов имеет порядок 10 kHz.

бомбардировки положительными ионами, экспериментальная зависимость начальной напряженности короны от радиуса провода удовлетворяет лишь при существенном изменении γ с изменением радиуса провода. Так, согласно данным работ [7], при тонких проводах γ должна иметь порядок 10^{-3}, тогда как для толстых проводов (радиусом больше 1 см) — порядок 10^{-4}. Такое значительное изменение γ не может быть оправдано.

Биполярные режимы коронного разряда имеют место при коронировании противоположно заряженных проводов при постоянном напряжении и во всех возможных коронирующих системах при переменном напряжении, обеспечивающих сохранение ионов в коронирующем промежутке. Эти режимы характеризуются вторжением в зону ионизации короны той или иной полярности ионов противоположного знака, образованных в зоне ионизации короны на других проводах (при постоянном напряжении) или в предшествующий промежуток времени в зоне ионизации того же провода (при переменном напряжении) [8]. Как видно, биполярные режимы короны имеют место по существу во всех интересных для практики коронирующих системах.

Вторжение в зону ионизации отрицательной короны положительных ионов не может сколько-нибудь заметно повлиять на условия самостоятельности разряда по той причине, что, как это было выяснено ранее, специфический, прерывистый характер отрицательной короны может быть обеспечен только фотоэлектрическими процессами. Поэтому условие (2) полностью справедливо и в биполярном режиме отрицательной короны.

При вторжении отрицательных ионов в зону ионизации положительной короны возможен распад этих ионов с образованием свободных электронов. Условия распада отрицательных ионов изучались во многих работах. По данным, собранным в книге Леба [9], в объеме газа наиболее вероятен распад отрицательного иона при ударе второго рода с возбужденным атомом или молекулой $M^- + N' \to M + N + e$, особенно, если энергия возбуждения молекулы близка к энергии, необходимой для отщепления электрона от иона. Приведенные в [9] данные позволяют судить о том, что энергии возбуждения первых колебательных уровней молекул O_2 и N_2 близки к энергии отрыва электрона от иона O^-_2. Поскольку же в зоне ионизации положительной короны возбуждается лавинами электронов во много раз большее число молекул, чем ионизируется, вероятность распада отрицательного иона в пределах зоны ионизации должна быть не слишком мала. Таким образом непрерывный поток отрицательных ионов может служить дополнительным источником инициативных электронов в зоне ионизации положительной короны, который, однако, может оказать влияние на условия самостоятельности разряда лишь при условии его стационарности (непрерывности). Поскольку, как это было указано ранее, прерывистые явления вблизи напряжения возникновения униполярной положительной короны определяются лишь условиями формирования внешней области коронирующего промежутка и не связаны с какими-либо специфическими процессами, можно рассматривать условия самостоятельности непрерывной положительной короны при наличии непрерывного потока отрицательных ионов, признавая в качестве стабилизатора положительной короны в биполярном режиме объемный заряд отрицательных ионов. В этом случае условие возникновения положительной короны в биполярном режиме может быть записано в виде [3,5]:

$$0{,}5\, k\gamma_0\mu \int_0^{\infty} k_{эфф}\left[\exp\left(\int_{r_0}^{r_0+\rho} \alpha\, dr - \mu\rho\right)\right] d\rho = 1 - \xi\phi\, n^-/n^+ \left[\exp\left(\int_{r_0}^{r_i} \alpha dr\right) - 1\right], \qquad (4)$$

где ϕ — вероятность распада ионов в пределах зоны ионизации, ξ — коэффициент эффективности образующихся электронов, n^+ и n^- — концентрации положительных и отрицательных ионов на границе зоны ионизации положительной короны.

Определяемая равенством (4) критическая напряженность положительной короны, очевидно, меньше соответствующей начальной напряженности положительной короны, определяемой равенством (1), в зависимости от отношения концентраций положительных и отрицательных ионов на границе зоны ионизации. Наибольшее отношение $\frac{n^-}{n^+}$ имеет место вблизи напряжения возникновения короны, когда практически все ионы, образованные в зоне ионизации отрицательной короны, подходят к зоне ионизации положительной короны, поскольку при имеющих место малых концентрациях ионов в этих условиях рекомбинация ионов мало интенсивна. С ростом напряжения сверх начального концентрации ионов обоих знаков растут. Возрастает и интенсивность рекомбинации ионов. Кроме того, при переменном напряжении [8] часть объемного заряда, образованного при предшествующем полупериоде напряжения, при последующем полупериоде к проводу не возвращается, а продолжает дрейф в коронирующем промежутке. При 1,5÷2-кратном перенапряжении (относительно начального коронного) отношение n^-/n^+ как при постоянном (биполярная корона) [10], так и при переменном напряжении [8] не превосходит 0,1÷0,2. Следовательно, биполярный коронный разряд возникает при наименьшей возможной критической напряженности положительной короны $E_к^+$, определяемой соотношением (4) при $n^-/n^+ \approx 1$. С ростом напряжения сверх начального критическая напряженность положительной короны возрастает соответственно уменьшению n^-/n^+ согласно (4).

Согласно вышеизложенному процесс возникновения биполярной короны при постоянном и переменном напряжении можно представить следующим образом. При плавном повышении напряжения на коронирующем промежутке сначала по достижении на поверхности отрицательно заряженного провода начальной напряженности отрицательной короны $E_н^-$ возникает отрицательная корона (в интересном для практики дипазоне изменения радиусов проводов $E_н^- < E_н^+$). Возникшие в зоне ионизации отрицательной короны отрицательные ионы через некоторый промежуток времени вторгаются в область сильного поля положительно заряженного провода, в которой имеет место несамостоятельный разряд. Возникшая случайно лавина электронов приводит к образованию кратковременной вспышки, быстро затухающей при отсутствии дополнительного источника вторичных электронов (фотонов). Отрицательные ионы, распадающиеся при столкновениях с возбужденными такой серией лавин молекулами газа, выполняют роль дополнительного источника электронов. Та самая лавина, которая при отсутствии внешнего источника электронов не могла привести к возникновению самостоятельного разряда, при наличии отрицательных ионов начинает процесс самоподдерживающейся ионизации.

Если $E_к^+ < E_н^-$, ток биполярной короны поддерживается при напряжении, меньшем, чем напряжение, соответствующее возникновению изолированной отрицательной короны. Действительно, если амплитуды переменного напряжения на коронирующей системе постепенно увеличиваются, ток короны (компенсированный ток через коронирующий промежуток) устанавливается резким толчком при напряжении, соответствующем $E_н^-$ (при обеих полярностях напряжения). При постепенном уменьшении амплитуды напряжения ток короны не прекращается при напряжении его возникновения, но продолжает плавно уменьшаться, пока при некотором напряжении, несколько меньшем начального, не прекратится [5]. Это явление может наблюдаться только при указанном выше соотношении $E_к^+ < E_н^-$, поскольку начальные напряженности отрицательной короны в униполярном и биполярном режиме совпадают. Таким образом, вблизи начального напряжения биполярная корона поддерживается при различных зарядах на проводах: $q_0^+ = 2\pi r_0 E_к^+ < q_0^- = 2\pi r_0 E_н^-$.

Это неравенство компенсируется избытком положительного пространственного заряда. Действительно, при постоянном напряжении имеет место смещение линии нулевого потенциала в направлении к отрицательному проводу [11]. При переменном напряжении можно наблюдать положительную постоянную составляющую тока короны вблизи начального напряжения (рис. 1), хотя подвижность положительных ионов меньше подвижности отрицательных. Интересно отметить, что при повышении напряжения положительная постоянная составляющая уступает место отрицательной (см. рис. 1), что свидетельствует об изменении соотношения между $E_к^+$ и $E_н^-$.

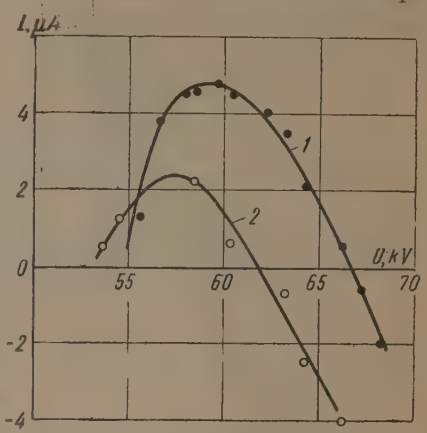


Рис. 1. Зависимость постоянной составляющей тока короны на проводе ϕ0,588 см в цилиндре ϕ30 см от амплитуды напряжения промышленной частоты при чистой поверхности провода (*1*) и при наличии на поверхности провода мыльной пленки (*2*)

Еще одно подтверждение изложенной картины явления можно видеть в следующем эксперименте. На поверхность провода, вольт-амперная характеристика постоянной составляющей тока короны которого приведена на рис. 1, была нанесена тонкая мыльная пленка. Тот факт, что вольт-амперная характеристика униполярной положительной короны при этом не изменилась, свидетельствует об отсутствии искажения поля вблизи провода (рис. 2). С другой стороны, как следует из рис. 3, начальное напряжение отрицательной короны при нанесении пленки понизилось. Соответственно, совершенно изменилась вольт-амперная характеристика постоянной составляющей тока короны при переменном напряжении (кривая *2* рис. 1). Максимум] постоянной составляющей уменьшился, ускорился переход кривой через нуль. Это произошло по той причине, что при наличии мыльной пленки различие величин $E_к^+ <$ и $E_н^-$ было значительно меньше, чем при отсутствии пленки, из-за более низкой величины $E_н^-$ и практически неизменной $E_к^+$.

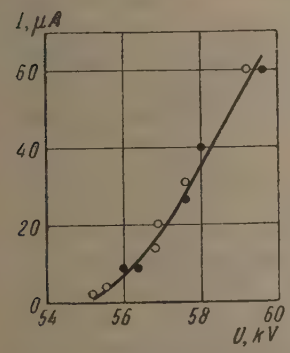


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика униполярной положительной короны на проводе ϕ 0,588 см в цилиндре ϕ 30 см по данным измерений на чистом проводе и на проводе с мыльной пленкой. Обозначения те же, что на рис. 1

Учитывая отмеченное выше искажение поля коронирующего промежутка объемным зарядом ионов (превышение положительного объемного заряда над отрицательным), можно определить эквивалентную критическую напряженность короны в биполярном режиме соотношением:

$$E_{кб} = (E_к^+ + E_н^-)/2, \qquad (5)$$

из которого легко может быть получена величина критической напряженности положительной короны по данным измерений $E_{кб}$ и $E_н^-$ ($E_{кб}$ определяется по напряжению прекращения разряда при снижении напряжения). Например, при измерениях начальных напряжений короны на проводе диаметром 1,4 см в цилиндрах диаметром 30 см и 2 м [5] были полу-

чены следующие данные:

$$E_{н}^{+} = 41{,}5\ \text{kV см}^{-1};\quad E_{н}^{-} = 40{,}6\ \text{kV см}^{-1};\quad E_{кб} = 40{,}1\ \text{kV см}^{-1}$$

(величина $E_{кб}$ соответствует напряжению прекращения разряда при плавном уменьшении амплитуды переменного напряжения), откуда

$$E_{к}^{-} = 2 \times 40{,}1 - 40{,}6 =$$

$$= 39{,}6\ \text{kV см}^{-1} \text{ и } \frac{E_{н}^{+} - E_{к}^{+}}{E_{н}^{+}} = 4{,}6\%.$$

На рис. 4 представлена вычисленная из соотношения (4) зависимость критической напряженности положительной короны от отношения n^{-}/n^{+}, из которой следует, что в практически интересных режимах ($n^{-}/n^{+} = 0{,}1 \div 0{,}2$) крити-

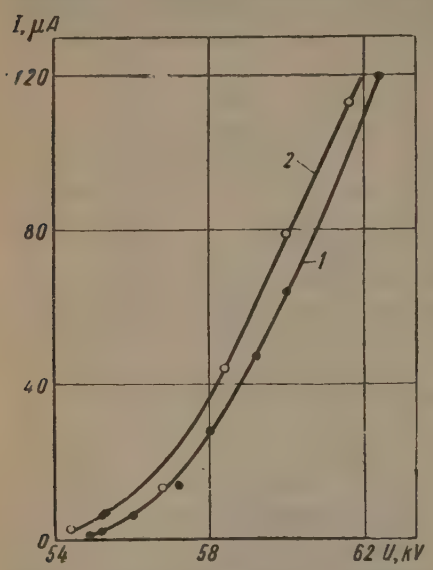


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики отрицательной короны на проводе ϕ 0,588 см в цилиндре ϕ 30 см при чистой поверхности провода (*1*) и при наличии на поверхности мыльной пленки (*2*)

ческая напряженность положительной короны примерно равна начальной напряженности отрицательной короны $E_{к}^{+} \approx E_{н}^{-}$.

Изложенное не оставляет сомнений в существовании критического режима положительной короны, возникающего при наличии встречного потока отрицательных ионов. Имея в виду исходные к выводу соотношения (4) предпосылки, можно, следовательно, утверждать, что положительный

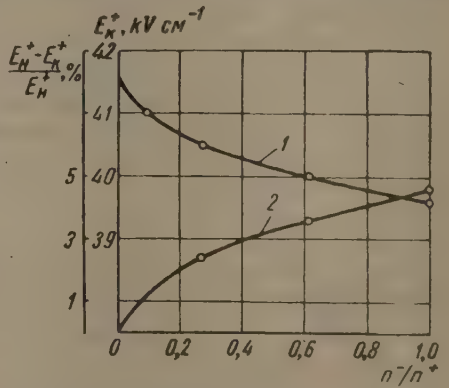


Рис. 4. Зависимость критической напряженности положительной короны на проводе ϕ 1,4 см (*1*) и отклонения ее от начальной напряженности положительной короны (*2*) от отношения n^{-}/n^{+}, полученная из соотношения (4). Величина $\xi\psi = 0{,}65 \cdot 10^{-3}$ получена в предположении, что при критическом напряжении короны переменного тока $n^{-}/n^{+} = 1$

коронный разряд в биполярном (критическом) режиме непрерывен с момента его возникновения (в отличие от униполярной положительной короны). Этот вывод, разумеется, требует экспериментальной проверки.

Цитированная литература

1. Loeb L., Wijsman R., J. Appl. Phys., 19, 797 (1948).
2. Loeb L., Miller C., J. Appl. Phys., 22, 494 (1951).
3. Александров Г. Н., Ж. техн. физ., 26, вып. 12, 2640 (1956).
4. Dechene C., J. phys. et radium, 7, 533 (1936).
5. Александров Г. Н., Ж. техн. физ., 26, вып. 8, 1769 (1956).
6. Александров Г. Н., Ж. техн. физ., 26, вып. 12, 2634 (1956).
7. Тиходеев Н. Н., Диссертация.— ЛПИ, 1955.
8. Александров Г. Н., Ж. техн. физ., 25, вып. 10, 1805 (1955). Ж. техн. физ., 27, вып. 4, 784 (1957).
9. Леб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах.— ГТТИ, М.—Л., 1950.
10. Цырлин Л. Э. Диссертация.— ЛПИ, 1958.
11. Попков В. И., Изв. АН СССР, Отд. техн. н., *4*, 433 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. Я. ВАСИЛЬЕВА, А. А. ЗАЙЦЕВ и Э. Д. АНДРЮХИНА

ВОЛНЫ КОЛЕБАНИЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

В ионизованном газе возможно возникновение акустических волн, связанных с электростатическими колебаниями положительных ионов. Частота колебаний ионов дается соотношением

$$f_i = \left(\frac{ne^2}{\pi m_i + \frac{ne^2 m_i \lambda}{kT_e}} \right)^{1/2}, \qquad (1)$$

где m_i — масса иона, T_e — абсолютная температура электронного газа, λ — длина волны плоских волн (для несинусоидального возмущения λ приблизительно соответствует смещению ионов). Для больших, по сравнению с дебаевской длиной, значений λ частота f_i равна $\left(\frac{kT}{m_i} \right)^{1/2} \Big/ \lambda$; при этом групповая и фазовая скорости достигают величины

$$v_{g,p} = \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2}. \qquad (2)$$

Электроакустические волны теоретически рассматривались неоднократно [1, 2]. Экспериментально же они до сих пор, по-видимому, никем не наблюдались.

Результаты настоящей работы показывают, что в плазме положительного столба при низких давлениях газа наблюдается волнообразный процесс, движущийся от катода к аноду со скоростями, мало зависящими от частоты. Измеренные значения скорости близки к вычисленным по формуле (1).

В газовых разрядах часто генерируются шумы в широкой полосе частот от килогерц до мегагерц и колебания с определенными частотами. При обычных условиях большие колебания с амплитудой, достигающей до 10 V и выше, как правило, вызываются либо нестабильностью анодного падения напряжения, либо существованием в положительном столбе подвижных слоев. Ионные колебания можно надеяться обнаружить только при таких обстоятельствах, когда анодные колебания и подвижные слои отсутствуют. Условия возникновения анодных колебаний зависят от размеров поверхности анода и его формы; соответствующим подбором геометрии анода удается получить вполне стабильное анодное падение напряжения. Механизм появления слоев или причины их отсутствия следует искать в особенностях плазмы положительного столба.

В работе [3] описывались опыты, в которых подвижные слои вызываются искусственно. Когда положительный столб имеет тенденцию к расслоению путем навязывания разряду периодических колебаний извне можно искусственно вызывать и поддерживать подвижные слои, движущиеся от анода к катоду («анодные слои»). В зависимости от способа, применяемого для внешнего воздействия, и состояния самого разряда, слои возникают или на всем протяжении положительного столба, или же в некоторой его части, расположенной в сторону анода от области возмущения.

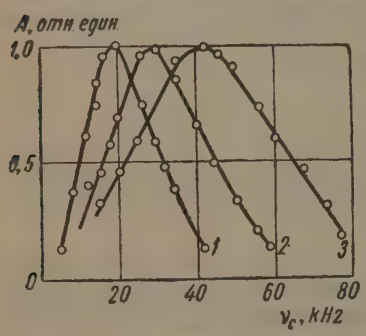
Анодные слои могут образоваться также в переходном состоянии, возникающем в результате однократного возмущения разряда. Однако в этом случае слои со временем затухают и положительный столб более или менее быстро принимает форму, предшествующую возмущению. Это явление может быть положено в основу метода для исследования формирования слоев.

Настоящая работа является продолжением работы [3]. В статье описаны экспериментальные исследования волнообразных процессов в положительном столбе, вызванных искусственно методом периодического возмущения разряда, и рассмотрены следующие вопросы.

1. Существует ли нижний предел давления газа в трубке (если его постепенно уменьшать), при котором анодные слои исчезают?

2. Существуют ли в столбе, помимо анодных слоев, другие виды волнообразных процессов? Если существуют, то каковы их особенности?

В опытах использовались разрядные трубки, наполненные гелием, аргоном и ксеноном, длина трубки 42 см, ϕ 2,2, 3 и 3,6 см. Катодом служила оксидированная спираль. Анод выполнялся в виде полого конуса; при такой конструкции анода анодное падение напряжения мало и оно стабильно. Разряд происходил при анодных токах до 300 mA. Для возмущения разряда переменное напряжение от генератора колебаний подавалось между катодом и вспомогательным электродом в виде проволоки, расположенным перед катодом на расстоянии 2—3 мм от него. Появление волнообразного процесса в положительном столбе и направление его движения устанавливались при помощи фотоэлектронного умножителя (или двух зондов) и катодного осциллографа. Измерялись частота ν_c и длина (пространственный период) l_c подвижных слоев (волнообразного процесса). Для измерения длины l_c развертка осциллографа синхронизировалась с частотой колебаний генератора. При перемещении ФЭУ на расстояние, равное длине слоя, кривая на экране смещалась на один период.



Зависимость амплитуды колебаний яркости свечения столба, связанных с искусственными анодными слоями, от частоты при $i = 0{,}1$ А: *1* — $p = 0{,}8$ мм рт. ст., *2* — $p = 0{,}5$ мм рт. ст., *3* — $p = 0{,}2$ мм рт. ст.

В гелии при уменьшении давления примерно до 0,9 мм рт. ст. и токах, меньших 60—130 mA, самопроизвольные (естественные) анодные слои не наблюдались. При еще меньших давлениях естественные слои не существуют и при больших токах. Однако в разряде генерируются шумы с амплитудой, в десятки раз меньшей по сравнению с колебаниями, связанными с подвижными слоями. При этих условиях действие внешней периодической силы приводит к образованию искусственных слоев, вплоть до давлений в несколько сотых миллиметра ртутного столба. Число пробегающих в секунду искусственных слоев равно частоте колебаний генератора.

Зависимость амплитуды колебания яркости свечения положительного столба от частоты приведена на рисунке. Существенной характеристикой приведенной кривой является наличие резонансной частоты, на которую приходится ясно выраженный максимум амплитуды. Следовательно, при этой частоте искусственные слои делаются наиболее резкими. На это обстоятельство указывалось в [4]. При уменьшении давления вся кривая смещается в сторону больших частот и, кроме того, расширяется полоса частот искусственных слоев. Для естественных слоев частота ν_c пропорциональна давлению p и в остальном является функцией от произведения радиуса трубки r на давление. Величины отношения резонансной частоты к давлению достаточно хорошо ложатся на продолжении кривой $\nu_c/p = \psi(rp)$, полученной для естественных слоев.

Значения длины и частоты слоев, а также вычисленные по ним скорости движения слоев для гелия при различных давлениях и двух значениях радиуса трубки можно видеть из табл. 1. Разрядный ток всюду равен 100 А.

Таблица 1

r =1,5 см	$p=0{,}7$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	10	15	20	25	30	35
		l_c, см	8	8,3	8,5	8,8	8,9	9,0
		v, м/сек$^{-1}$	$8\cdot10^2$	$12{,}4\cdot10^2$	$17\cdot10^2$	$22\cdot10^2$	$26{,}7\cdot10^2$	$31{,}5\cdot10^2$
	$p=0{,}4$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	15	20	30	40	50	70
		l_c, см	8,1	8,2	8,5	8,8	9,0	9,3
		v, м/сек$^{-1}$	$12{,}1\cdot10^2$	$16{,}4\cdot10^2$	$25{,}5\cdot10^2$	$35{,}2\cdot10^2$	$45\cdot10^2$	$65{,}1\cdot10^2$
	$p=0{,}07$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	30	40	60	70	80	95
		l_c, см	8,2	8,4	9,0	9,2	9,5	9,8
		v, м/сек$^{-1}$	$24{,}6\cdot10^2$	$33{,}6\cdot10^2$	$54\cdot10^2$	$64{,}4\cdot10^2$	$75\cdot10^2$	$93{,}1\cdot10^2$
r=1,1 см	$p=0{,}8$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	14	18	20	25	27	30
		l_c, см	5,5	6,3	6,6	7,2	7,5	7,7
		v, м/сек$^{-1}$	$7{,}7\cdot10^2$	$11{,}3\cdot10^2$	$13{,}2\cdot10^2$	$18\cdot10^2$	$20{,}2\cdot10^2$	$23{,}1\cdot10^2$

Некоторые авторы обсуждали механизм образования подвижных слоев в духе теории электроакустических волн в плазме [5, 6]. Однако для подвижных слоев, в отличие от акустических волн, характерна большая дисперсия. Это явление впервые наблюдалось в [3]. В данной работе оно изучалось подробнее.

Около давления 0,01 мм рт. ст. в гелии возникают новые явления. Прежде всего бросается в глаза изменение характера свечения катодной области в результате наложения на разряд внешнего возмущения. Если в разряде, свободном от постороннего вмешательства, имеется темное пространство с определенными границами, отделяющее положительный столб от катодного свечения, то после наложения возмущения темная область пропадает, и свечение положительного столба заполняет всю трубку. В этих условиях в столбе наблюдается волнообразный процесс, распространяющийся от катода к аноду (вид катодных слоев). Появление катодных слоев имеет место в определенных пределах изменения частоты внешней силы. Распространение волнообразного процесса сопровождается периодическими изменениями яркости свечения газа по длине столба. Передвигая вдоль трубки фотоэлектронный умножитель или подвижный зонд, можно убедиться, что фаза колебаний свечения столба изменяется непрерывно. Результаты измерений в He при $r=1{,}5$ см и $i=30$ mA приведены в табл. 2.

Из этих данных ясно, что при увеличении частоты длина катодных слоев уменьшается, а скорость распространения слоев с изменением частоты меняется мало. Это обстоятельство дает основание для сопоставления наблюдаемых катодных слоев с электроакустическими волнами. Согласно уравнению (2), скорость последних определяется электронной температурой и массой иона. Измеренная при помощи ленгмюровского зонда электронная температура в гелии при давлении 0,01 мм рт. ст. и силе тока 30 mA оказалась равной $205\cdot10^3$ °K. Подстановка этого значения T^e

в теоретическую формулу дает для скорости электроакустической волны величину $20{,}5 \cdot 10^3$ м сек$^{-1}$, что примерно в полтора раза меньше скорости катодных слоев, измеренной при тех же условиях. В трубке радиусом

Таблица 2

$p = 0{,}01$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	250	350	400
	l_c, см	13,1	9,9	8,7
	v, м/сек$^{-1}$	$32{,}6 \cdot 10^3$	$34{,}7 \cdot 10^3$	$34{,}8 \cdot 10^3$
$p = 0{,}009$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	250	300	500
	l_c, см	13,6	11,6	7,8
	v, м/сек$^{-1}$	$34 \cdot 10^3$	$34{,}8 \cdot 10^3$	$39 \cdot 10^3$
$p = 0{,}007$ мм рт. ст.	ν_c, kHz	300	400	500
	l_c, см	12	9,3	7,6
	v, м/сек$^{-1}$	$36 \cdot 10^3$	$37{,}2 \cdot 10^3$	$38 \cdot 10^3$

1,8 см ($p = 6{,}5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., $i = 70$ mA, $\nu_c = 250$ kHz) скорость слоев равна $31 \cdot 10^3$ м сек$^{-1}$. Были сделаны попытки наблюдать катодные слои в трубках меньшего радиуса (0,7 и 1 см). Но в узких трубках при давлении около 0,01 мм рт. ст. разряд гаснет.

Явление распространения волнообразного процесса от катода к аноду наблюдалось также в аргоне и ксеноне. В этих газах анодные подвижные слои пропадают при более низких давлениях ($3 \div 4 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.). Соответственно этому смещается в сторону меньших давлений и граница по давлению появления катодных слоев. В тяжелых газах катодные слои быстро затухают при своем движении через положительный столб. Так, в трубке радиусом 1,8 см при давлении аргона $3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. катодные слои длиной 4,5 см наблюдаются на расстояниях до 7—9 см от катода. Скорость слоев при частоте 110 kHz равна $4{,}95 \cdot 10^3$ м сек$^{-1}$. Зондовые измерения дают для электронной температуры в этих условиях $84 \cdot 10^3$ °K. Скорость электроакустической волны согласно (2) равна $4{,}2 \cdot 10^3$ м сек$^{-1}$.

Необходимо заметить, что теория электроакустических волн построена для однородной безграничной плазмы. В действительности же в плазме газового разряда в цилиндрической трубке плотность заряженных частиц по радиусу не постоянна. Поэтому при сравнении теории с экспериментом надо соблюдать осторожность. Тем не менее свойства катодных слоев качественно описываются теорией электроакустических волн.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Langmuir I., Tonks L., Phys. Rev., **33**, 195 (1929).
2. Spitzer L., Physics of Sully Ionized Gases.—New York, 1956.
3. Зайцев А. А., Вестн. Моск ун-та, *10*, 41 (1951).
4. Зайцев А. А., Докл. АН СССР, 84, 41 (1952).
5. Chow T. C., Phys. Rev. 37, 574 (1931).
6. Labrum N., Bigg E., Proc. Phys. Soc. B, 65, 356 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. М. ЗАХАРОВА, Ю. М. КАГАН и В. И. ПЕРЕЛЬ

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ РАЗРЯДА В ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ

В то время как теория положительного столба разряда для низких давлений Шоттки [1], Ленгмюра и Тонкса [2] была подвергнута тщательному и систематическому сравнению с экспериментом в работах Б. Н. Клярфельда, процессы в столбе при диффузионном режиме изучены менее подробно. В настоящее время такое изучение стало возможным благодаря появлению надежных данных о сечении перезарядки ионов с атомами собственного газа и подвижности ионов в собственном газе.

В [1, 2] делалось предположение, что скорость дрейфа ионов в радиальном направлении пропорциональна напряженности поля. Результаты опытов [5] показывают, что это имеет место лишь в слабых полях, когда $\frac{eE}{pq} \ll 1$, где E — напряженность поля, p — давление газа, q — эффективное сечение для соударения иона с атомом. В положительном столбе разряда напряженность радиального поля является функцией расстояния от оси разряда, и написанное выше неравенство выполняется только для области, близкой к оси. На это обстоятельство было указано Фростом [4], который, пользуясь уравнением баланса электронов и ионов в плазме (в предположении квазинейтральности и больцмановского распределения электронов по сечению):

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}[r\bar{v}e^{-\eta}] = Ze^{-\eta}, \qquad (1)$$

где $\eta = -\frac{eV(r)}{kT_e}$, а v — скорость дрейфа ионов, исследовал влияние переменной подвижности ионов на распределение потенциала $V(r)$ и концентрации $n(r)$ по радиусу и на связь между числом ионизаций на один электрон в единицу времени Z и температурой электронного газа T_e.

В настоящей работе в рамках теории Фроста получен ряд соотношений, удобных для сравнения с экспериментом, и проведено такое сравнение для положительного столба в Hg, Ar и K. Рассмотрен также вопрос о границе плазмы и области слоя вблизи стенки.

1. В связи с тем, что в работе Фроста результаты для хода поля и концентрации, полученные численным интегрированием уравнения баланса, приведены в виде кривых только для одного значения параметра, оказалось необходимым провести аналогичный расчет для ряда других значений параметра с целью получения интерполяционных формул. В предложенной Фростом апроксимации для скорости дрейфа $\bar{v}$

$$\bar{v} = \frac{\mu_0 E}{(1+aE/p)^{1/2}}, \qquad (2)$$

коэффициенты μ_0 и a мы определили из известных выражений для скорости дрейфа ионов [5]

$$\mu_0 = 0{,}24\sqrt{\frac{2kT}{M}}\frac{e}{pq}; \qquad a = 0{,}05\pi\,\frac{e}{q}, \qquad (3)$$

где T — температура газа, e и M — заряд и масса иона.

Эти соотношения позволяют использовать апроксимацию Фроста и в тех случаях, когда экспериментально зависимость $\bar{v}$ от E/p недостаточно выяснена (ртуть, щелочные металлы). Рассчитанные значения распределения потенциала и концентрации при $\eta \leqslant 1$ хорошо апроксимируются формулами

$$\eta = -K \ln J_0\left(2{,}4\,\frac{s}{s_\infty}\right); \qquad n = n_0\left[J_0\left(2{,}4\,\frac{s}{s_\infty}\right)\right]^K, \tag{4}$$

где $K = \left(\frac{s_\infty}{2{,}4}\right)^{5/6} < 1$; 2,4 — первый корень функции Бесселя F_0, $s = \alpha r$;

$$\alpha = \left(\frac{Ze}{\mu_0 k T_e}\right)^{1/2}; \tag{5}$$

s_∞ — значение s, при котором напряженность поля обращается в бесконечность. Для s_∞ также можно дать интерполяционную формулу:

$$s_\infty = 2{,}4 - 0{,}71 \lg [1{,}57 \cdot \delta + 1], \tag{6}$$

где $\delta = 1{,}8\,\frac{T_e}{T}\,\frac{\lambda}{R}$; λ — длина свободного пробега ионов, R — радиус трубки. Случаю Шоттки (постоянная подвижность ионов) соответствует $\delta \ll 1$. Очевидно, этот критерий не совпадает с критерием диффузионного режима $\frac{\lambda}{R} \ll 1$ из-за большой величины множителя $\frac{T_e}{T}$. Таким образом, влияние переменной подвижности ионов должно сказываться в области давлений, где

$$\frac{T}{2T_e} < \frac{\lambda}{R} \ll 1. \tag{7}$$

Как будет показано ниже, в интересующем нас случае граница квазинейтральной плазмы близка к значению s_∞ и слои можно считать тонкими. Тогда $\frac{s}{s_\infty} = \frac{r}{R}$ и при помощи [5] получаем уравнение баланса:

$$Z = 0{,}133 \sqrt{\frac{2kT}{M}}\,\frac{1}{R}\,\delta s_\infty^2. \tag{8}$$

Число ионов на единицу длины столба N и плотность ионного тока на стенку ρ_p на основании расчета можно апроксимировать формулами:

$$N = \frac{n_0 \pi R^2}{s_\infty}; \qquad \rho_p = 0{,}07 \sqrt{\frac{2kT}{M}}\; n_0 e \delta \cdot s_\infty, \tag{9}$$

где n_0 — концентрация электронов на оси.

2. Следуя Ленгмюру и Тонксу [2], определим границу плазмы как место, начиная с которого степень отклонения от квазинейтральности, определяемая отношением $\frac{n_p - n_e}{n_p} = \varepsilon$, где n_p и n_e — концентрации ионов и электронов, перестает быть малой. Уравнение Пуассона можно написать в виде

$$\varepsilon = \alpha^2 \frac{n_0}{n_p}\, h^2 \Delta_s \eta, \tag{10}$$

где $h = \left(\frac{kTe}{4\pi n_0 e^2}\right)^{1/2}$ — дебаевский радиус, и производные в лапласиане берутся по переменной s. У границы плазмы из уравнения (1) следует асимптотически

$$\frac{d\eta}{ds} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{s_\infty - s}; \qquad \frac{n_p}{n_0} = 0{,}16 \sqrt{2\delta \cdot s_\infty (s_\infty - s)};$$

$$\varepsilon = 2{,}2 \left(\frac{h}{R}\right)^2 \left[\frac{s_\infty^3}{\delta (s_\infty - s)^5}\right]^{1/2}. \tag{11}$$

Положим, $\varepsilon = 0{,}1$. Для случая разряда в парах ртути в трубке радиуса $R = 1{,}5$ см при давлении 10^{-1} мм рт. ст. имеем:

$$T_e = 1{,}2 \cdot 10^4\,°K, \quad \delta = 1{,}7 \text{ и } s_\infty = 2.$$

При токе 400 mA $n_0 = 2 \cdot 10^{11}$ и $s_\infty - s = 2 \cdot 10^{-2}$.
При токе 1,5 A $n_0 = 10^{12}$ и $s_\infty - s = 1{,}2 \cdot 10^{-2}$.

Эти примеры показывают, что граница области квазинейтральности очень близка к величине s_∞. Для этих случаев $aE/p \sim 10 \gg 1$, и сделанное в теориях Шоттки, Ленгмюра и Тонкса предположение о постоянной подвижности ионов недопустимо вблизи границы плазмы. Для скорости дрейфа и концентрации ионов вблизи границы получим:

$$\bar{v} = 0{,}25 \sqrt{\frac{2kT}{M}}\, \delta^{2/5} s_\infty^{1/5} \left(\frac{R}{h}\right)^{2/5} \varepsilon^{1/5}; \qquad \frac{n_p}{n_0} = 0{,}3 \left[\frac{\delta^2 s_\infty^4 h^2}{R^2 \varepsilon}\right]^{1/5}. \tag{12}$$

Пользуясь (12) и соотношением $\eta = \ln n_0/n_e$, можно найти потенциал вблизи границы плазмы. Для рассматриваемых выше примеров получаем для $n_p/\bar{n}_0$ значения 0,06 и 0,05, соответственно, а для η — значения 2,8 и 3,0.

Переходя к вопросу о слое пространственного заряда около стенок, следует отметить, что в интересующем нас интервале давлений представляется целесообразным рассмотрение случая, когда толщина слоя $d \lesssim \lambda$, где λ — длина свободного пробега иона. При этом мы будем исходить из некоторых упрощающих допущений. Прежде всего мы, игнорируя распределение ионов по скоростям, будем рассматривать поток ионов, имеющих равные скорости.

Распределение электронов в слое будем считать больцмановским. Тогда учет отсасывания электронов стенкой приводит к выражению:

$$n_e = \frac{1}{2} n_0 e^{-\eta} [1 + \Phi(\sqrt{\eta_{l2} - \eta_l})],$$

где Φ — интеграл вероятности, η_{l2} — потенциал стенки. Это выражение заметно отличается от больцмановского только вблизи стенки, где влиянием электронов вообще можно пренебречь.

Границу плазмы и слоя определим из условия, что средняя скорость ионов на ней равна

$$\bar{v}_1 = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}. \tag{13}$$

Как неоднократно указывалось в литературе [6], это условие обеспечивает непрерывность производной плотности заряда при переходе от плазмы к слою.

Квазинейтральность может при больших концентрациях электронов простираться и за границу, определяемую условием (13), в область слоя, однако, как будет видно из дальнейшего, эта граница лежит очень близко от границы области квазинейтральности. Пользуясь [12] и [13], находим для границы плазмы:

$$\varepsilon_1 = \frac{34}{s_\infty} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{-1/2} \left(\frac{h}{R}\right)^2 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^3; \qquad s_\infty - s = 0{,}3 \cdot s_\infty \frac{\lambda}{R};$$

$$\left(\frac{d\eta}{ds}\right)_1 = \frac{1{,}7}{s_\infty} \frac{R}{\lambda}; \qquad e^{-\eta_1} = \left(\frac{n_p}{n_0}\right)_1 = 0{,}17 \cdot s_\infty \frac{\lambda}{R} \left(\frac{Te}{T}\right)^{1/2}. \tag{14}$$

Формула (13) применима для определения границы плазмы только при $\varepsilon_1 \ll 1$. Нарушение этого условия означает, что квазинейтральность нарушается раньше, чем скорость ионов достигает значения $\bar{v}_1$. Формула (14) показывает, что концентрация заряженных частиц на границе уже мала и ионизацией в слое можно пренебречь. Так как мы ограничиваемся случаем $d \lesssim \lambda$, то слой можно считать плоским. Уравнение

Пуассона для слоя при сделанных предположениях имеет вид

$$\frac{\varepsilon_1}{2\left(\frac{d\eta}{ds}\right)_1^2}\frac{d^2u}{dx^2}=\frac{1}{\sqrt{2u+1}}-e^{-u}, \tag{15}$$

где $x=s-s_1$ $u=\eta-\eta_1$ при граничных условиях $u=0$, $\frac{du}{dx}=\left(\frac{d\eta}{ds}\right)_1$, когда $x=0$. Уравнение (15) интегрировалось численно для значений

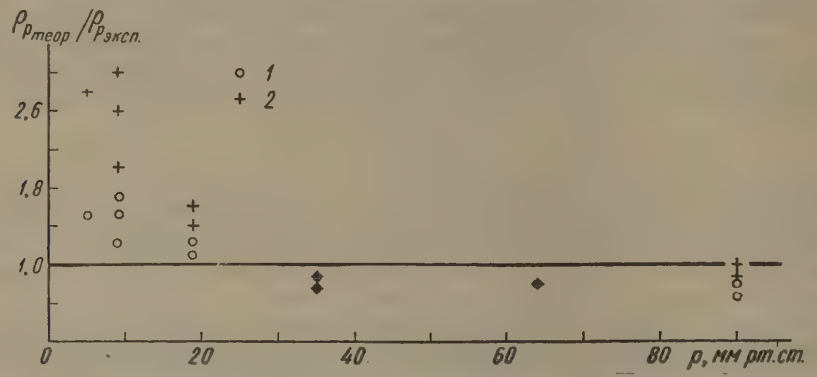


Рис. 1. Зависимость $\rho_{p_{теор}}/\rho_{p_{эксп}}$ от давления в парах ртути: *1* — по формуле (18); *2* — по теории Шоттки

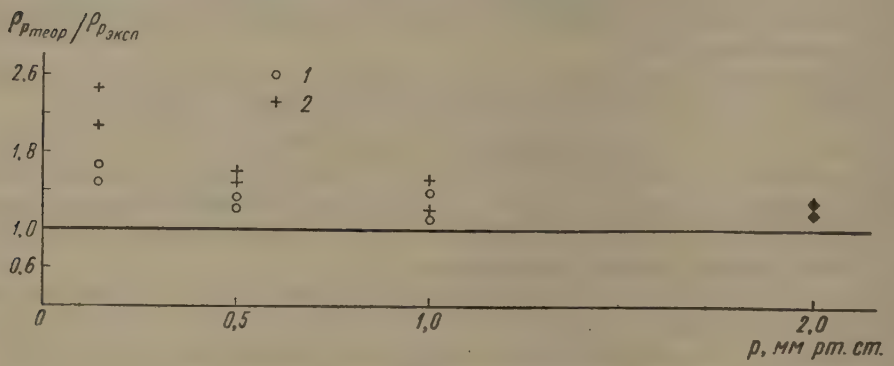


Рис. 2. То же для аргона

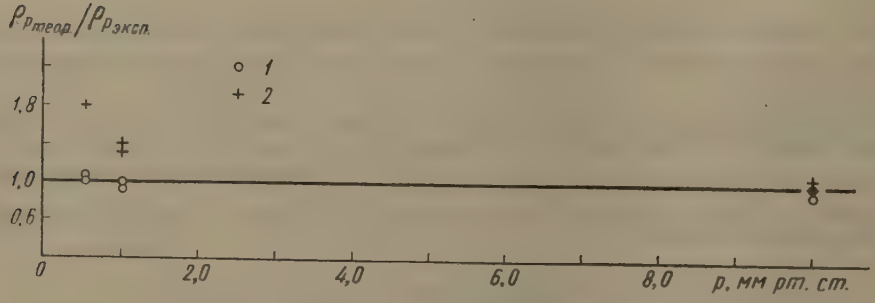


Рис. 3. То же для калия

ε_1 от 10^{-1} до $5\cdot10^{-4}$. Падение потенциала в слое определялось из равенства нулю полного тока на стенку (7). Из этого уравнения следует, что $\rho_p=e\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}\,n_0e^{-(\eta_2-\eta_1)}$, где m — масса электрона; с другой стороны, $\rho_p=en_0\sqrt{\frac{kT_e}{M}}$, и для падения потенциала в слое получаем: $\eta_2-\eta_1=\ln\sqrt{M/2\pi m}$.

Вычисления показывают, что толщина слоя d для случая ртути ($\eta_2 - \eta_1 = 5{,}5$) может быть апроксимирована формулой

$$d = 2{,}2 \cdot \lambda \cdot \varepsilon_1^{0{,}35}. \tag{16}$$

Пользуясь (14), получаем выражение для разности потенциалов между стенкой и осью трубки:

$$\eta_2 = \ln\left[\frac{15}{2\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{M}{m}\frac{T_e}{T}}\frac{1}{\delta \cdot s_\infty}\right]. \tag{17}$$

Формула (16) показывает, что условие $d < \lambda$ выполнено, если $\varepsilon_1 \ll 1$.

3. Сравнение с экспериментом проводилось для разрядов в ртути, аргоне и калии. Сравнивались значения тока на стенку ρ_p, вычисленные по формуле (9) со значениями ρ_p, полученными при помощи плоских стеночных зондов. Для сечения перезарядки использовались значения:

$q = 10^{-14}$ см^2 для ртути (получено из данных работы [8] по подвижности ионов ртути в собственном газе в сильных полях);

$q = 7{,}5 \cdot 10^{-15}$ см^2 для аргона [9];

$q = 3{,}5 \cdot 10^{-14}$ см^2 для калия [10].

Температура электронного газа определялась обычным зондовым методом; на оси и у стенки она была одинакова. Концентрация электронов в ртути и калии определялась из электронной, а в аргоне — из ионной части характеристики по формуле [11, 12]:

$$I_p = 0{,}4 \cdot n_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}}\, s_1, \tag{18}$$

где I_p — величина ионного тока, а s_1 — поверхность слоя объемного заряда. В формуле [18] взят коэффициент, полученный в [11] как более точный.

На рис. 1 приведены данные для разряда в парах ртути. Кроме наших измерений в трубке радиуса $R = 1{,}5$ см, в интервале сил токов $0{,}1 \div 1{,}5$ А, использованы результаты измерений Грановского [13] в трубках радиусов 3,25 и 5,25 см.

На рис. 2 представлены данные для аргона ($R = 1$ см, $I = 50 - 500$ mA), а на рис. 3 — для калия ($R = 1$ см, $I = 100$ и 300 mA). Во всех случаях для сравнения вычислялись и значения по теории Шоттки ($s_\infty = 2{,}41$).

Из рисунков видно, что согласие теории с экспериментом достаточно хорошее во всех случаях, когда режим можно считать диффузионным. В интервале давлений, в котором имеет место условие (7), теория Шоттки дает худшее согласие с экспериментом.

Цитированная литература

1. Schottky W., Phys. Z., 25, 342 (1924).
2. Tonks L., Langmuir I., Phys. Rev., 34, 876 (1929).
3. Hornbeck J., Phys. Rev., 84, 615 (1951); Varney R., Phys. Rev., 88, 362 (1952).
4. Frost L., Phys. Rev., 105, 354 (1957).
5. Каган Ю. М., Перель В. И., Докл. АН СССР, 98, 675 (1954).
6. Schulz G., Brown S., Phys. Rev., 98, 1642 (1955).
7. Грановский В. Л., Электрический ток в газах, 1.— ГИТТЛ, 1952.
8. Kungdon K., Lawton E., Phys. Rev., 56, 215 (1939).
9. Каган Ю. М., Перель В. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 29, 884 (1955).
10. Кушнир Р. М., Палюх Б. М., Сена Л. А., Тр. 2-й Всес. конференции по газовой электронике, 1958.
11. Guthrie, Wakerling, The charakteristics of electrical discharges in magnetic fields.— New-York, 1949.
12. Каган Ю. М., Перель В. И., Рипатти П. О., Вестн. Ленингр. гос. ун-та, *8*, 129 (1955).
13. Грановский В. Л., Тр. Всес. энергет. ин-та, 41, 98 (1940).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. М. ПРОКОФЬЕВ, О. Ф. КАБАРДИН и К. Ф. КУДДУ

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА С ОСТРИЯ В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Введение

Начальные стадии ВЧ разряда с острия мало изучены, так как непосредственное излучение их в отдельные полупериоды ВЧ напряжения является весьма сложной задачей. Начальные же стадии короны с острия на постоянном напряжении изучены довольно хорошо, в особенности школой Леба [1]. Нам казалось весьма вероятным, что начальные стадии ВЧ разряда с острия могут иметь связь с явлениями, наблюдаемыми в случае короны. Ряд экспериментов подтвердил это предположение.

Прежде чем переходить к описанию этих экспериментов, напомним основные явления начальных стадий короны с острия на постоянном напряжении. Начальные стадии положительной короны с острия характерны появлением импульсов двух типов — вспышечных импульсов и импульсов предначальных стримеров. Из них первые представляют собой пульсации разряда, распространяющиеся по поверхности острия, вторые обусловлены развитием разряда в глубь разрядного промежутка за счет стримерного механизма.

Установление отрицательной короны с острия характерно появлением периодических импульсов постоянной амплитуды, носящих название трichелевских импульсов. Периодическое подавление тока отрицательной короны приписывается действию объемного заряда отрицательных ионов у острия [1]. Разряд с острия на высокой частоте, как известно, в зависимости от частоты наблюдается в форме высококачественной короны или факельного разряда [2].

Экспериментальная установка

Экспериментальные исследования были выполнены на установке, состоящей из ВЧ генератора, высоковольтного выпрямителя и разрядного промежутка. Связь разрядного промежутка с ВЧ генератором была индуктивной, что позволяло налагать на разрядный промежуток одновременно ВЧ и постоянное напряжение. Конфигурация разрядного промежутка была острие — плоскость (расстояние от вершины острия до плоскости 4 см). Острия были платиновыми цилиндрами. Четыре из них имели вершины в форме полусферы, с диаметрами 1,25, 1,0, 0,5 и 0,2 мм; одно острие, диаметром 5 мм, имело коническую заточку вершины.

Экспериментальные результаты

Для выяснения вопроса о существовании связи начальных стадий ВЧ разряда с острия с явлениями постоянной короны были прежде всего выполнены измерения начальных напряжений возникновения импульсов положительной и отрицательной короны с острия на постоянном напряжении и начальных напряжений возникновения разряда с острия на ВЧ (в диапазоне частот $(1{,}25 \div 40) \cdot 10^6$ Hz). Начальные напряжения возник-

новения ВЧ разряда оказались лежащими ниже начальных напряжений возникновения импульсов как положительной, так и отрицательной короны на постоянном напряжении (здесь и далее речь идет об амплитудных значениях ВЧ напряжения).

Величина снижения начального напряжения возникновения ВЧ разряда слабо зависит от формы и размеров острия, конфигурации разряд-

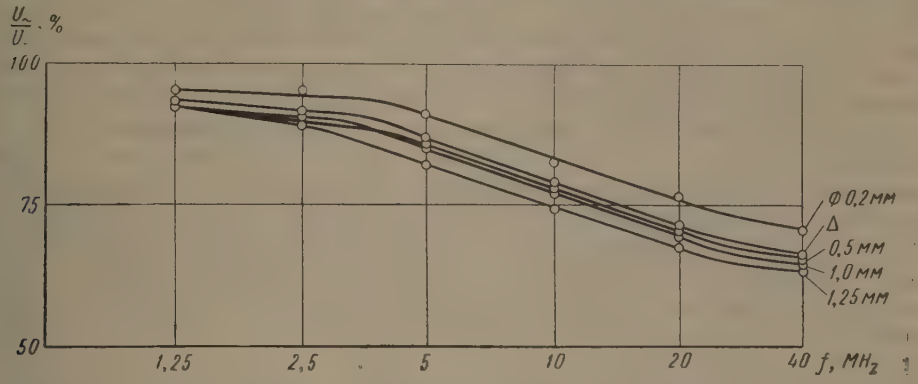


Рис. 1. Снижение начальных напряжений возникновения высокочастотного разряда с острия относительно начальных напряжений возникновения трихелевских импульсов отрицательной короны для различных острий в зависимости от частоты

ного промежутка, но сильно зависит от частоты. Для устранения возможного влияния случайных факторов измерения были выполнены 10 раз; средние результаты измерений для пяти различных острий представлены графически на рис. 1. Максимальные отклонения результатов отдельных измерений от средних значений не превышали 3%.

Вторым методом исследования были измерения напряжений возникновения и потухания разряда с острия при одновременном наложении на разрядный промежуток постоянного и ВЧ напряжений в разных пропорциях. В этих условиях легко наблюдается переход предначальных стримеров на постоянном напряжении в предначальные стримеры на двух напряжениях, затем переход последних в разряд, подобный по форме высокочастотному, и, наконец, в высокочастотный разряд.

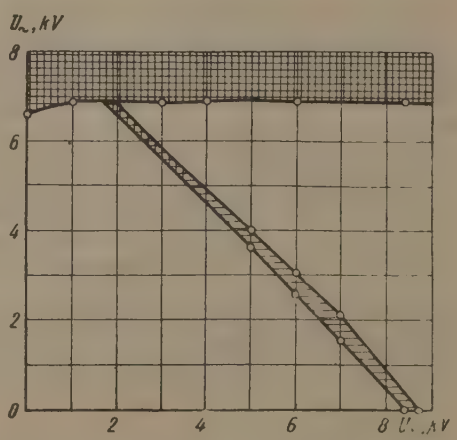


Рис. 2. Области напряжений, при которых возникают импульсы предначальных стримеров положительной короны и ВЧ разряда с острия при $f = 10$ MHz

На рис. 2 в качестве примера представлены результаты измерений, выполненных на частоте 10 MHz с острием ϕ 1,25 мм.

Область напряжений, при которых наблюдалось возникновение импульсов предначальных стримеров положительной короны, заштрихована горизонтальной штриховкой; область минимальных напряжений, при которых наблюдалось возникновение разряда, подобного по форме высокочастотному, заштрихована двойной штриховкой. Мы наблюдали, что вспышки, подобные высокочастотным, на двух напряжениях снова возникают в области значительных перенапряжений; на рис. 2 эта область также имеет двойную

штриховку. Однако возникновение разряда при значительных перенапряжениях мы не обсуждаем.

Аналогичные измерения были выполнены на частотах 1,25, 2,5, 5, 10, 20 и 40 MHz с различными остриями, для различных конфигураций разрядного промежутка и с различной интенсивностью начальной ионизации в разрядном промежутке. Оказалось, что очертания областей минимальных напряжений, при которых наблюдается возникновение разряда, подобного высокочастотному, и возникновение импульсов предначальных стримеров положительной короны, сильно зависят от размеров и формы острия, частоты ВЧ напряжения и интенсивности начальной ионизации; однако всегда наблюдается одна закономерность: область напряжений, при которых наблюдается возникновение разряда, подобного высокочастотному, являются естественными продолжениями областей напряжений, при которых наблюдается возникновение импульсов предначальных стримеров положительной короны. Это говорит о том, что при одновременном наложении на разрядный промежуток острие — плоскость постоянного напряжения и напряжения высокой частоты разряд, подобный высокочастотному, может развиваться из импульса предначального стримера положительной короны, возникшего в один из положительных полупериодов ВЧ напряжения.

Аналогичные измерения были выполнены и с наложением отрицательного знака постоянного поля на острие. Эти измерения показали, что при одновременном наложении на разрядный промежуток острие — плоскость постоянного напряжения и напряжения высокой частоты разряд, подобный высокочастотному, с острия может развиваться из тричелевского импульса отрицательной короны, возникшего в один из отрицательных полупериодов ВЧ напряжения.

Выводы

При минимальных напряжениях разряд, подобный высокочастотному, с острия в воздухе при атмосферном давлении в диапазоне частот от 1,25 до 40 MHz может развиваться как из предначального стримера положительной короны, так и из тричелевского импульса отрицательной короны.

Причиной, вызывающей снижение начальных напряжений возникновения разряда с острия только на высокой частоте, является, по-видимому, накопление объемных зарядов газовых ионов у острия.

Цитированная литература

1. Loeb L. B., Basic processes of gaseous electronics.— California, Cambridge Univ. press., 1956.
2. Капцов Н. А., Электроника.— ГИТТЛ, Москва, 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Р. М. КУШНИР, Б. М. ПАЛЮХ и Л. А. СЕНА

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ В ОДНОАТОМНЫХ ГАЗАХ И ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

Определяя характер движения ионов в собственном газе, резонансная перезарядка является одним из важнейших процессов взаимодействия ионов и атомов. Поэтому знание эффективного поперечного сечения резонансной перезарядки и зависимости этого сечения от скорости ионов весьма существенно с точки зрения физики электрических разрядов в газах.

Попытки теоретической оценки сечения резонансной перезарядки имеются в ряде работ. Первые расчеты, относящиеся, правда, только к случаю ионов и атомов гелия, были выполнены в работах [1, 2]. В работе [3] дана исходящая из ряда упрощающих предположений приближенная оценка сечения резонансной перезарядки в общем случае. Эта оценка приводит к монотонному убыванию сечения с ростом скорости ионов и дает предельную формулу, применимую при не слишком больших скоростях ионов (когда еще допустимо адиабатическое рассмотрение). Согласно предельной формуле [3], сечение перезарядки обратно пропорционально квадрату ионизационного потенциала газа. В работе [4] на основе квантово-механических расчетов выведена более строгая формула, пригодная для атомарного водорода и гелия, которая в [4] обобщена и на другие одноатомные газы и пары металлов. По формуле [4] убывание сечения перезарядки происходит обратно пропорционально первой степени ионизационного потенциала. Формула [4] дает также зависимость сечения от энергии и массы иона. В работе [5] для случая медленных ионов и атомов, нормальным для которых является S-состояние, дана формула, в которую сечение перезарядки входит в неявном виде. Из этой формулы можно получить зависимость сечения от скорости ионов.

Формула [3] дает особенно большие значения для сечения перезарядки ионов и атомов щелочных металлов, атомы которых обладают наименьшими ионизационными потенциалами. Значительно меньшие значения для этого случая дают формулы [4] и [5]. Поскольку в настоящее время не существует достаточно общей, строгой и законченной теории резонансной перезарядки, особое значение приобретает экспериментальное исследование этого процесса.

В течение последних нескольких лет в лаборатории Львовского государственного университета им. И. Франко были проведены измерения эффективных сечений резонансной перезарядки для аргона, криптона, ксенона, калия и цезия, явившиеся продолжением начатых ранее в Ленинградском НИИ постоянного тока исследований в парах ртути. Настоящая статья обобщает результаты всех указанных исследований и сопоставляет эти результаты с выводами существующих теорий.

Экспериментальная методика, применявшаяся при измерениях, мало отличается от описанной ранее [6], принятой при измерениях в парах ртути. Наличие большего числа электродов в измерительном приборе дало возможность получить пучок ионов меньших скоростей и провести ряд специальных измерений, с целью более точного учета эффекта вторичной эмиссии электронов с электродов.

В основу измерений был положен метод задерживающего поля. Кроме этого метода в чистом виде, были произведены измерения с некоторым видоизменением метода — методом постоянного потенциала коллектора [6] в инертных газах. Для щелочных металлов применялся также метод вытягивания медленных ионов [7, 8]. Для определения сечения перезарядки использовалась экспоненциальная формула ослабления пучка, дающая линейную зависимость между $\lg \frac{I_0}{I}$ и p_0 при $l = \text{const}$ и между $\lg \frac{I_0}{I}$ и l при $p_0 = \text{const}$. Здесь I_0 — ток ионов, проникающих в камеру столкновений, I — ток ионов, не претерпевших перезарядку на пути l в камере столкновений, p_0— давление газа, приведенное к 0°.

С целью учета роли вторичных процессов были проведены специальные опыты, показавшие, что заметное влияние на результаты измерений могла оказать вторичная эмиссия электронов под действием быстрых ионов и атомов. Ток вторичной эмиссии в одних случаях учитывался (при измерении в аргоне, криптоне и ксеноне), а в других (в парах щелочных металлов) подавлялся при помощи слабого (порядка 30 Ое) магнитного поля, перпендикулярного к пучку ионов.

Специальными опытами было показано отсутствие влияния на результаты измерений разрядного тока и тока ионов. Измерения, произведенные разными методами, дали согласные, в пределах точности измерений, результаты.

Главным источником ошибок в случае определения сечений перезарядки в парах щелочных металлов является неточность в определении p_0. Температура жидкой фазы металла определялась с точностью до 0,2°, однако табличные данные для упругости паров у различных авторов оказываются расходящимися в выбранном нами интервале температур для калия (135°÷160°) на 8—10%, а для цезия (78°÷105°) на 15% и более. Давление паров определялось из уравнения, приведенного в [9]. Ошибки, вносимые в определение сечения перезарядки неточностью измерения I_0, I и l, в сумме не превышают 10%.

Результаты измерений

Измерения производились для аргона, криптона и ксенона в интервале энергий 10÷990 eV и для калия и цезия в интервале 6÷656 eV при длинах рассеивающих промежутков от 2 до 4,5 см и разных давлениях газов и паров. Для каждой из выбранных энергий ионов строились графики зависимости $\lg \frac{I_0}{I}$ от p_0 при данном l и $\lg \frac{I_0}{I}$ от l при данном p_0. Согласно формуле для ослабления первичного пучка ионов в газе эта зависимость должна быть линейной. В наших опытах это действительно имело место. Почти во всех случаях прямые проходят через начало координат, что указывает на незначительную роль поверхностных явлений.

Некоторое влияние на результаты измерений в случае щелочных металлов могло оказать отражение ионов от коллектора. Однако поскольку сечение перезарядки в наших опытах определялось из наклона прямых

$$\frac{\lg \frac{I_0}{I}}{p_0} = \frac{1}{2{,}3} Ql,$$

то ошибка, вносимая этим поверхностным явлением, по-видимому, невелика.

Измерения эффективного поперечного сечения перезарядки для аргона произведены с целью сравнения результатов, получаемых при использовании нашей методики с данными экспериментальных работ других авторов. Полученная нами кривая занимает среднее положение и проходит вблизи кривой [10]. Если продлить нашу кривую в сторону

бо́льших скоростей, то получим плавный переход в область экспериментальных точек, полученных в работе [11].

Сопоставление результатов, полученных для криптона, ксенона и ртути, с результатами работы [12] показывает, что сечения, полученные в [12] для криптона и ксенона, только немного меньше, чем полученные нами, а для ртути — более чем в два раза.

Эффективное поперечное сечение перезарядки, Q, в $\frac{см^2}{см^3 \cdot мм\ рт.\ ст.}$

Энергия ионов, eV	Q						Энергия ионов, eV	Q					
	Ar	Kr	Xe	Hg	K	Cs		Ar	Kr	Xe	Hg	K	Cs
6					1475	1540	105					950	
9					1250		110						1100
10			298				140	104					
12						1410	165				316		
17		218					210	99	150	204			
28					1145		280	97					
36						1310	335					700	800
53	122	190	239		1080		425		138	190	286		
70		180					656					550	670
75				351			990	80	118	173	258		

Средние значения эффективных сечений, полученные в результате многих измерений, проведенных нами при разных давлениях и разных длинах промежутка рассеяния, даны в таблице.

Сравнение с теорией

Проведем сопоставление результатов нашей работы с выводами существующих теорий. Для большей наглядности сводные кривые приводятся на двух отдельных рисунках. На рис. 1 сплошными линиями показаны

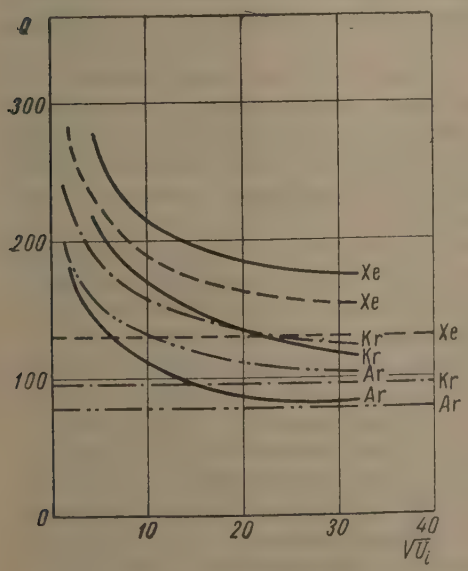


Рис. 1

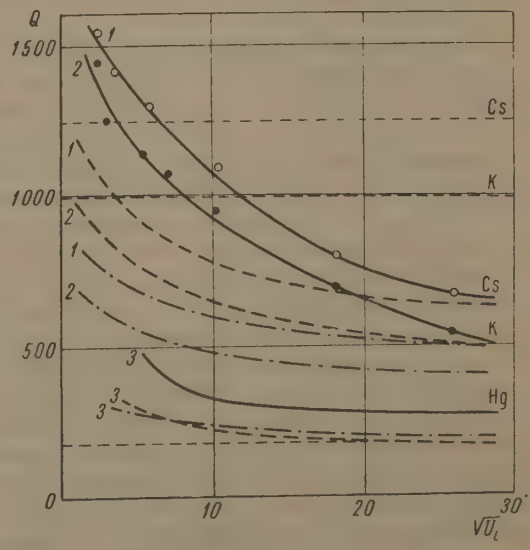


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость сечения перезарядки от скорости ионов (в $\sqrt{V}$) в инертных газах. Сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — по теории [4], горизонтальные прямые — предельная формула [3]

Рис. 2. Зависимость сечения перезарядки от скорости ионов (в $\sqrt{V}$) в парах металлов. Сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — по теории [5], штрих-пунктирные — по теории [4], горизонтальные прямые — предельная формула [3]

экспериментальные кривые для аргона, криптона и ксенона. Пунктирные кривые — это теоретические кривые [4]. Горизонтальные пунктирные прямые отвечают данным, вычисленным по предельной формуле [3]. На рис. 2 сплошными кривыми представлены результаты экспериментальных измерений для цезия (кривая *1*), калия — *2* и ртути — *3*. Пунктирные кривые — теоретические кривые [5] для цезия *1*, калия *2* и

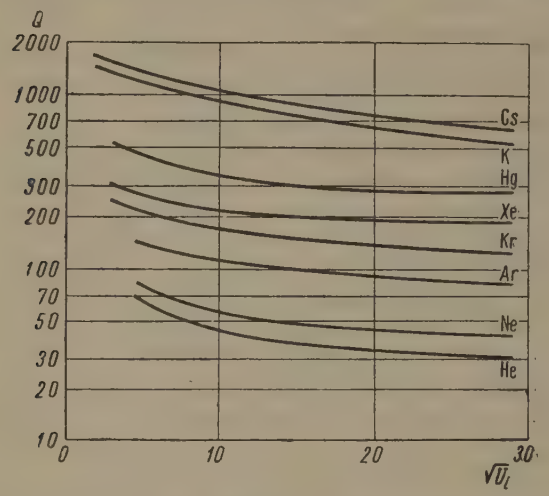


Рис. 3

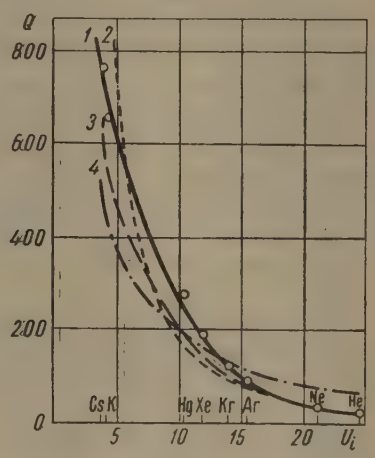


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость сечения перезарядки от скорости ионов ($в\sqrt{V}$) в полулогарифмическом масштабе. Кривые для неона и гелия по данным Ростаньи [3]

Рис. 4. Зависимость сечения перезарядки от ионизационного потенциала атома (в eV) для ионов с начальной энергией 400 eV: *1* — экспериментальные данные, *2* — предельная формула [3], *3* — по теории [5], *4* — по теории [4]

ртути *3*; штрих-пунктир — теоретические кривые Демкова [4] для цезия *1*, калия *2* и ртути *3*. Горизонтальные прямые отвечают данным формулы [3].

Сравнение полученных результатов с теоретическими показывает, что экспериментальные результаты лучше всего согласуются с теоретическими данными [5]. Правда, экспериментальные кривые зависимости сечения перезарядки Q от скорости ионов подымаются в сторону малых скоростей более круто, чем теоретические. К сожалению, расчеты [5] не пригодны для аргона, криптона и ксенона.

На рис. 3 представлены результаты нашей работы в виде отдельных графиков зависимости Q от скорости ионов в полулогарифмическом масштабе для аргона, криптона, ксенона, ртути, калия и цезия. Там же представлены кривые для неона и гелия по данным работы Ростаньи [3].

Подводя итоги полученным результатам, мы можем констатировать, что, в соответствии с теоретическими выводами, сечение резонансной перезарядки монотонно убывает с ростом скорости ионов и обнаруживает однозначную зависимость от ионизационного потенциала газа — с ростом последнего сечение перезарядки падает. Этот факт иллюстрируется рис. 4, на котором приведена зависимость сечения перезарядки от ионизационного потенциала для ионов, имеющих начальную энергию 400 eV. В области бóльших ионизационных потенциалов все теоретические оценки приводят к результатам, близким к экспериментальным данным. Для атомов с малым ионизационным потенциалом наблюдается заметное расхождение. При этом формула [3] дает преувеличенное значение, а формулы [4] и [5] — преуменьшенное. Расхождение с последними формулами особенно заметно в области малых скоростей, а с формулой [3] — при больших.

Львовский гос. университет
им. Ив. Франко

Цитированная литература

1. Massey, Smith, Proc. Roy. Soc., 142, 142 (1933).
2. Dallaporta, Atti Acad. Sci. Torino, 75, 101 (1939); Dallaporta, Bonfiglioli, Comm. Pontif. Acad. Sci., 7, 141 (1943).
3. Сена Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 9, 1320 (1939); Сена Л. А., Столкновения электронов и ионов с атомами газа.— ОГИЗ, М.—Л., 1948.
4. Демков Ю. Н., Уч. зап. Ленингр. гос. ун-та, *146*, вып. 8, 74 (1952).
5. Фирсов О. Б., Ж. эксперим. и теор. физ., 21, 1001 (1951).
6. Палюх Б. М., Сена Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 20, 481 (1950).
7. Кушнир Р. М., Укр. фіз. ж., 3, 343 (1958).
8. Кушнир Р. М., Укр. фіз. ж., 3, 788 (1958).
9. Дешман С., Научные основы вакуумной техники.— ИЛ, М., 1950.
10. Hasted J. B., Proc. Roy. Soc., A205, 421 (1951).
11. Федоренко Н. В., Ж. техн. физ., 24, 2113 (1954).
12. Dillon J. A., Shendon W. F., Edwards H. D., Ghosh G. H., J. Chem Phys., 22, 974 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. А. ЗАЙЦЕВ и К. И. ЭФЕНДИЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Область разряда, прилегающая к аноду, может быть нестабильной. Наблюдающиеся в цепи разряда колебания звуковых и сверхзвуковых частот во многих случаях относятся к нестабильностям анодного падения напряжения. Мы исследовали эти колебания в дуговом разряде в ртутных парах с жидким катодом и в разряде с оксидным катодом в инертных газах. Эти исследования были предприняты по следующим двум соображениям: 1) анодные колебания могут служить помехой при техническом использовании ионных приборов и при проведении физических исследований в плазме газового разряда; 2) изучение анодных колебаний дает возможность расширить наши представления о процессах в анодной области, которые до сих пор основывались главным образом на опытах со стационарным анодным падением напряжения.

Колебания обнаруживались и изучались при помощи электронного осциллографа либо по изменениям напряжения горения разряда, либо по изменениям напряжения между анодом и подвижным зондом, введенным в плазму положительного столба. Зонд позволяет в идентичных условиях измерять максимальное и минимальное значения анодного падения напряжения (а. п. н.) и среднюю величину анодного падения.

Низкочастотные колебания в ртутной дуге низкого давления изучались в работе [1]. В ней показано, что местом возникновения наблюдаемых колебаний является анодная область. Хорошо известно, что свойства анодной области определяются величиной отношения плотности хаотического электронного тока в плазме к плотности направленного тока на аноде и обстоятельствами, регулирующими режим ионизации газа около анода; при этом существенное значение имеют форма и размеры поверхности анода [2, 3]. В настоящей работе при использовании разряда в парах ртути авторы поставили одной из задач выяснение особенностей колебаний, вызванных геометрией анода. В качестве анода применялись электроды различных конструкций и размеров, а именно: 1) разделенный электрод, состоящий из трех изолированных друг от друга плоских секций с одинаковой поверхностью; 2) штифт; 3) полый цилиндр. Разрядный ток менялся в пределах 0,1÷7 А. Давление ртутных паров регулировалось водяной баней. Получены следующие результаты.

Механизму колебаний, включающему также явления анодного свечения, благоприятствуют малые размеры анода. При малых, по сравнению с поперечным сечением положительного столба, размерах на нем возникает свечение. Когда свечение стянуто на некоторой части поверхности анода в форме выступающей от него яркой полосы, в цепи разряда обнаруживаются более или менее упорядоченные колебания. Иногда существует одновременно несколько таких полос; в этом случае колебания имеют сложную форму. Среднее значение а. п. н. в случае регулярных колебаний оказывается всегда выше потенциала возбуждения атомов ртути. Упорядоченные колебания существуют как при фиксированном, так и при блуждающем катодном пятне. Движение катодного пятна, не нарушая формы и стабильности анодных колебаний, вызывает появление нерегулярных ко-

лебаний, которые накладываются на анодные. Это означает, что малые беспорядочные колебания тока, связанные с движением катодного пятна, не действуют заметным образом на состояние анодной области. Ход амплитуды колебания в зависимости от разрядного тока и давления газа аналогичен ходу среднего значения а. п. н. С уменьшением давления ртутных паров и ростом разрядного тока как амплитуда колебания, так и среднее значение а. п. н. возрастают.

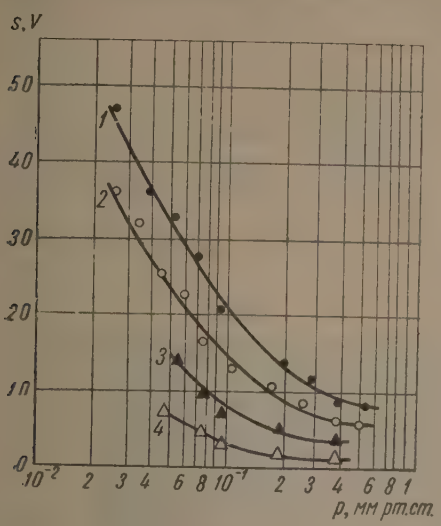


Рис. 1

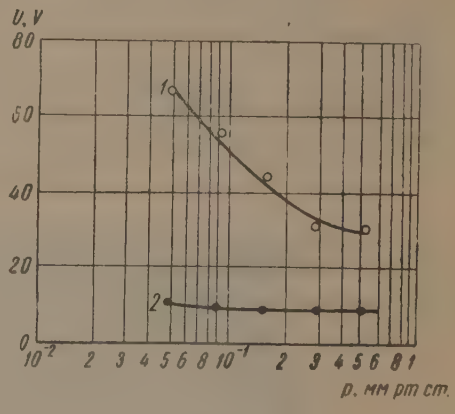


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость амплитуды анодных колебаний от давления: *1* и *2* — неон, *3* и *4* — криптон; *1* и *3* — $i = 100$ mA, *2* и *4* — $i = 30$ mA

Рис. 2. Зависимость *1* — максимального и *2* — минимального значений анодного падения напряжения от давления Ne. $i = 75$ mA. Диаметр анода—проволоки 2 мм

При отсутствии свечения на аноде, что имеет место в случае анода с большой собирающей поверхностью, наблюдаются хаотические колебания малой амплитуды. В условиях данной работы прохождение амплитуды колебаний через максимум, или же закономерное установление упорядоченных колебаний, равно как и переход от упорядоченных колебаний к хаотическим, или наоборот, в зависимости от изменения тока не наблюдалось. Когда анодом служит штифт, колебания при всех условиях имеют упорядоченный характер. Частота колебаний лежит в пределах $10^4 \div 10^5$ Hz. В этих пределах она растет с увеличением среднего значения разрядного тока.

Изучение анодных колебаний в инертных газах (He, Ne, Ar, Kr) велось при давлениях от 10^{-3} до 1 мм рт. ст. в пределах разрядного тока от нескольких до 300 mA. Анод изготовлялся из молибденовой проволоки разного диаметра, защищенного с боков стеклянной оболочкой так, что коллектирующей поверхностью служила торцовая поверхность («точечный» анод). При разряде в инертных газах анодные колебания более устойчивы по фазе и частоте, чем в ртутных парах. Здесь частоту колебаний удается измерять путем сравнения ее с частотой генератора стандартных сигналов. На рис. 1 показана зависимость амплитуды колебаний от давления в неоне и криптоне для двух различных токов разряда. Амплитуда колебаний в основном изменяется за счет изменения максимального значения переменного анодного падения напряжения. В этом можно убедиться, рассматривая результаты, приведенные на рис. 2 и 3. Существенно, что при низких давлениях и больших токах величина анодного падения в максимуме намного превосходит потенциал ионизации газа, достигая многих десятков вольт. В то же время минимальное значение анодного падения оказывается ниже потенциала возбуждения газа.

С уменьшением размеров анода происходит увеличение амплитуды s и частоты колебаний. Соответствующие данные для разряда в неоне представлены в табл. 1.

Колебания могут наблюдаться и в том случае, когда положительного столба нет, и анод граничит с фарадеевым темным пространством или с отрицательным тлеющим свечением [4]. Измерения показали, что вблизи

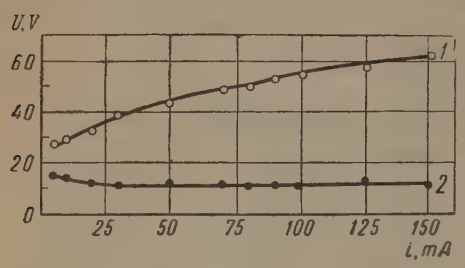


Рис. 3

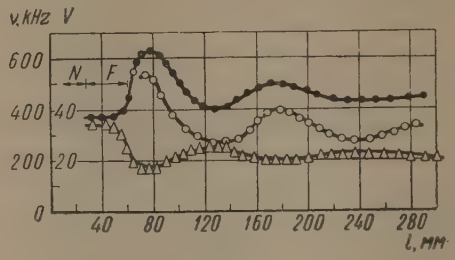


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость *1* — максимального и *2* — минимального значений анодного падения напряжения в Ne от силы тока. $p = 1{,}4 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст.

Рис. 4. Зависимость частоты (*1* — *2*) и амплитуды (*3*) колебаний в Ne от расстояния анод — катод: *1* — $3p = 6{,}3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., *2* — $p = 3{,}5 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст., N — область тлеющего свечения, F — фарадеево темное пространство; i — 50 mA

«точечного» анода в фарадеевом темном пространстве имеется положительное анодное падение напряжения. Результаты, полученные при разряде в неоне (i = 30 mA, расстояние между катодом и анодом 3 см, диаметр проволоки — анода 2 мм) сопоставлены ниже:

p, мм рт. ст.	$7 \cdot 10^{-1}$	$5{,}2 \cdot 10^{-1}$	$4{,}1 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$2{,}2 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$
Анодное падение, V	15,5	15,5	17,0	18,0	21*	27*	42*

При давлениях выше $3 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. а. п.н.было стабильным, при более низких давлениях существовали колебания (цифры, отмеченные звездочкой, обозначают средние величины изменяющегося а. п. н.). Анодная область становится нестабильной при приближении величины а. п. н. к значению ионизационного потенциала газа. Наличие перед анодом плазмы положительного столба лишь косвенно влияет на условия возбуждения колебаний. Когда анод соприкасается с положительным столбом, анодное падение имеет несколько большее значение, чем когда он находится в фарадеевом пространстве. Поэтому при наличии в разряде положительного свечения анодные колебания могут возникать также в тех случаях, когда при отсутствии столба не существуют условия для их возникновения.

Таблица 1

Диаметр анода, мм	i = 20 mA		i = 30 mA		i = 40 mA	
	s, V	ν, kHz	s, V	ν, kHz	s, V	ν, kHz
2	4,5	345	6,0	378	7,85	413
1,2	5,6	513	6,3	525	8,4	536
0,8	5,9	592	6,7	625	9,8	657
0,5	6,15	673	8,7	712	10,6	741

При непрерывном увеличении расстояния между электродами на характеристиках анодных колебаний сказываются имеющиеся в начале положительного столба неоднородности в распределении электрических параметров в продольном направлении: кривые для амплитуды и частоты имеют волнистый вид (рис. 4). В сторону больших расстояний по мере установления однородного состояния столба кривые постепенно сглаживаются.

В слоистом разряде с очень резко очерченными слоями (стратами) электрические условия в газе сильно меняются вдоль трубки. В этом случае при непрерывном передвижении анода относительно катода анодные колебания возникают и исчезают с правильностью, соответствующей чере-

Вклейка I *К докл. А. А. Зайцева и К. И. Эфендиева*

Рис. 5. Осциллограмма одновременно происходящих анодных колебаний и колебаний, связанных с подвижными слоями

дованию светлых и темных областей в столбе [4]. Подобная особенность наблюдается также при существовании в положительном столбе подвижных слоев. Возникновение подвижных слоев сказывается в цепи разряда появлением свойственной слоям частоты, отличной от частоты анодных колебаний. Движение слоев от анода к катоду вызывает периодическое изменение условий около анода. Вследствие этого анодные колебания оказываются модулированными по частоте и по амплитуде (рис. 5). Если подвижные слои достаточно резкие, то в некоторой части периода колебаний, связанных с подвижными слоями, анодные колебания могут прерываться. Иными словами, такие же по характеру изменения свойств анодных колебаний, какие в положительном столбе с неподвижными слоями происходят периодически в пространстве при изменении расстояния анод — катод, при наличии подвижных слоев совершаются периодически во времени с частотой слоев.

Влияние сорта газа на частоту анодных колебаний можно видеть по данным, полученным при давлении $3 \cdot 10^{-1}$ мм рт. ст. и силе тока разряда 70 mA. Диаметр анода — проволоки 2 мм.

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Hg
Частота, kHz	1550	550	280	180	75

Как видно, с ростом массы газа происходит уменьшение частоты.

Изложенные выше опыты приводят к заключению, что свойства анодных колебаний зависят от рода газа, давления, плотности тока, от формы и размеров анода. В [5] анодные колебания изучались в тлеющем разряде с холодным катодом. Условия возникновения анодных колебаний, а также их характер в отношении амплитуды и частоты не зависят от конструкции катода.

Лэнгмюром [2] было указано, что анодная область при положительном анодном падении существует в двух различных формах. Если площадь анода мала по сравнению с поперечным сечением столба, то хаотический ток, поступающий из плазмы на анод, не обеспечивает поддержания тока в цепи разряда; тогда в зоне, прилегающей к аноду, возникает объемный заряд электронов, который своим действием вызывает появление положительного анодного падения напряжения (режим отрицательного заряда). С ростом напряжения возрастает ионизация, и могут сложиться такие обстоятельства, при которых отношение числа возникающих в анодном слое ионов к числу приходящих туда из плазмы первичных электронов будет больше $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$, где m_e и m_i — соответственно массы электрона и иона. Тогда электронный объемный заряд нейтрализуется и а. п. н. скачком уменьшается. Внутри плазмы положительного столба развивается новая плазма; на его границе с основной плазмой возникает двойной слой электрических зарядов (режим плазмы). С образованием второй плазмы проводимость анодной области резко возрастает. Согласно Лэнгмюру, анодная плазма является стабильным образованием.

Результаты настоящей работы показывают, что анодная область при малых размерах анода является, как правило, нестабильной. Анодное падение напряжения испытывает периодические колебания. Эти колебания представляют вид релаксационных колебаний и сводятся к периодическим изменениям проводимости газа около анода. Склонность анодной области к колебаниям должна быть приписана тому обстоятельству, что вторая плазма является динамическим образованием, подобным подвижным слоям. Однако анодное плазменное облако рассеивается на малых расстояниях от анода. Таким образом, колебания не сопровождаются волнообразным процессом, распространяющимся через весь положительный столб. Движение анодной плазмы и ее рассеивание создают условия для повторного накопления электронного объемного заряда вблизи анода.

Вследствие этого явление пробоя электронного слоя и переход состояния анодной области из режима отрицательного объемного заряда к режиму второй плазмы и обратно принимает характер периодически повторяющегося процесса. Цикл изменения а. п. н., связанный с образованием и уходом от электрода одного плазменного облака, соответствует периоду наблюдаемых колебаний. Наблюдения над явлением свечения на аноде при помощи вращающегося диска со щелью служат дальнейшим доказательством правильности этой точки зрения: в режиме колебаний анодное свечение периодически принимает форму или тонкой пленки, или концентрированного свечения в виде второй плазмы.

Максимальное значение анодного падения напряжения соответствует напряжению пробоя электронного слоя на аноде. Ясно следующее: 1) пробой анодного слоя будет происходить легче при больших давлениях, так как большая часть электронов испытывает соударения с молекулами газа при прохождении через слой; 2) с ростом плотности анодного тока толщина электронного слоя уменьшается, вследствие чего уменьшается число соударений в пределах слоя. Поэтому необходимая для пробоя скорость ионизации в слое достигается при больших значениях а. п. н. Если учесть, что падение потенциала в двойном слое на границе второй плазмы имеет величину порядка ионизационного потенциала газа и, во всяком случае, не ниже потенциала возбуждения [2], то полученные значения минимального а. п. н. показывают, что в фазе максимальной плотности ионов поле у анода имеет обратное направление. Находят качественную интерпретацию также и другие установленные в работе закономерности анодных колебаний.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Грановский В. Л., Быховская Л., Ж. техн. физ., **16**, 823 (1946).
2. Langmuir J., Mott-Smith, Gen. Electr. Rev., **27**, 762 (1924). Langmuir J., Z. Phys., **33**, 954 (1929).
3. Энгель А., Штенбек М., Физика и техника электрического разряда в газах, т. II.— ОНТИ (1936).
4. Зайцев А. А., Вестн. Моск. гос. ун-та, *9*, 55 (1950).
5. Зайцев А. А., Климантович Ю. Л., Вестн. Моск. гос. ун-та, *12* (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

С. Л. МАНДЕЛЬШТАМ и М. А. МАЗИНГ

ОБ УШИРЕНИИ И СДВИГЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ПЛАЗМЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Измерение ширины спектральных линий является одним из способов определения концентрации заряженных частиц в плазме. Исследование уширения спектральных линий имеет и самостоятельный физический интерес, так как в плазме осуществляются такие внешние воздействия на излучающий атом, которые нельзя создать другим способом: атом находится под действием сильных, неоднородных, быстропеременных полей. Теоретическое рассмотрение процессов взаимодействия излучающего атома с окружающими полями приводит к определенным соотношениям между шириной линий γ и концентрацией заряженных частиц N; этими соотношениями и приходится пользоваться для определения N.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование уширения заряженными частицами линий с квадратичным эффектом Штарка.

Общепринятая теория Вейскопфа—Линдхольма для условий ударного механизма уширения, когда наблюдается ряд отдельных столкновений, приводит к следующим выводам. Уширенная линия должна иметь дисперсионную форму, и уширение сопровождается сдвигом всего контура относительно несмещенной частоты. Ширина линии γ и сдвиг максимума Δ определяются выражениями:

$$\gamma = 11{,}4 C_4^{2/5} v^{1/5} N; \quad \gamma/\Delta = 1{,}16; \tag{1}$$

$$\Delta = 9{,}8 C_4^{2/5} v^{1/5} N;$$

здесь C_4 — константа квадратичного штарк-эффекта, v — относительная скорость атома и возмущающей частицы, N — плотность возмущающих частиц.

Сравнение эксперимента с теорией можно провести достаточно надежно, если исследовать две закономерности: во-первых, проследить зависимость ширины и сдвига от константы квадратичного штарк-эффекта, для чего нужно подобрать линии с существенно различными C_4; во-вторых, промерить величину отношения ширины к сдвигу, которая должна быть для всех линий порядка единицы.

Мы выбрали для исследования канал искрового разряда, где благодаря высокой температуре и высокой степени ионизации можно считать, что уширение линий определяется целиком действием электронов и ионов плазмы. Искровой разряд возбуждался в атмосфере аргона при нормальном давлении. Источником питания служил генератор ИГ-2, параметры разряда следующие: $U = 14$ kV, $C = 0{,}02\ \mu$F, $L = 10\ \mu$H. Исследовались линии однократно понизованного аргона Ar II, возбуждающиеся в канале искрового разряда. Для ряда линий Ar II имеются экспериментальные данные по штарк-эффекту; на всех линиях наблюдается квадратичный штарк-эффект, а константы C_4 отличаются на один — два порядка.

Были измерены ширина и сдвиг около 40 линий Ar II. Спектральным прибором служил спектрограф с дифракционной решеткой ДФС-3 с дисперсией 2 Å мм$^{-1}$. Ширина линий измерялась обычным способом. Сдвиг

линий в спектре искры измерялся по отношению к тем же линиям в спектре полого катода, где линии можно считать несмещенными. Точность измерения ширины была обычной для фотографической методики —5÷10%, точность измерения сдвига —0,02÷0,05 Å.

Большая часть наших измерений относится к усредненному по времени излучению разряда. В колебательном разряде электронные концентрации могут меняться в течение периода разряда. Поэтому были проведены контрольные измерения ширины и сдвига в коротком промежутке времени*. Световой пучок пропускался через ячейку Керра с эффективной длительностью импульса 1,5 мксек (длительность периода разряда составляла 7÷8 мксек). Эти измерения дали практически те же результаты; поэтому в дальнейшем мы будем обсуждать только данные, полученные для усредненного по времени излучения искры.

Таблица 1

C_4, см⁴сек⁻¹	γ, Å	Δ, Å
$\leqslant 5\cdot10^{-15}$	0,3÷0,5	0,1
$5\cdot10^{-14}$	1,0	0,3÷0,4
$5\cdot10^{-13}$	1,5	0,7

Результаты эксперимента оказываются в резком качественном несогласии с выводами теории Вейскопфа — Линдхольма.

В табл. 1 приведены средние цифры, характеризующие зависимость ширины и сдвига от C_4. При изменении C_4 на два порядка ширина линий меняется не в 20 раз, а только в три раза. Сдвиг линий зависит от C_4 несколько сильнее, но также слабее, чем $C_4^{2/3}$.

Таблица 2

λ, Å	№ мультиплета	γ, Å	Δ, Å	γ/Δ	λ, Å	№ мультиплета	γ, Å	Δ, Å	γ/Δ
4352,2	1	0,44	—0,07	~6	4726,9	14	0,57	—0,10	~6
4420,9	1	0,41	—0,07		4879,9	14	0,62	—0,10	
4847,9	6	0,57	—0,10	5,5	4764,9	15	0,60	—0,07	8,5
5062,1	6	0,56	—0,11		4589,9	31	0,46	—0,04	>10
4266,5	7	0,35	—0,06	5,5	4183,0	36	0,37	—0,10	3,7
4282,9	7	0,33	—0,06		2942,9	—	0,45	0,10	4,5
3928,6	10	0,32	—0,04	8÷10					
3729,3	10	0,29	—0,03						

Таблица 3

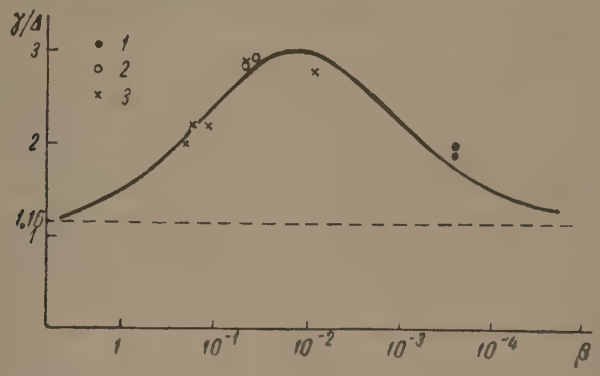
λ, Å	№ мультиплета	γ, Å	Δ, Å	γ/Δ	λ, Å	№ мультиплета	γ, Å	Δ, Å	γ/Δ
4131,7	32	1,32	0,65	2,0	3780,8	54	0,63	0,37	1,7
4474,8	38	1,57	0,82	1,9	3576,6	56	0,74	0,35	2,1
4502,9	—	3,0	0,35	8,5	4218,7	64	1,20	0,65	1,8
4277,5	32	0,98	0,22	4,5	3559,5	70	0,85	0,38	2,2
4732,1	38	0,91	0,40	2,3	4222,7	77	1,35	0,60	2,25
4598,8	38	0,94	0,30	3,1	3868,5	90	0,88	0,43	2,0
4367,9	98	0,95	—0,06	>10	3561,0	106	0,81	0,34	2,4
4385,0	98	1,45	0,13	~10	3083,0	120	0,38	0,17	2,2
					3139,0	47	0,65	0,29	2,25

Отношение ширины к сдвигу не равно 1,16 и не является постоянной для всех линий величиной. В табл. 2 приведена группа самых узких и одновременно слабо смещенных линий. Величина отношения γ/Δ здесь порядка 5, иногда доходит до 10. В табл. 3 приведены более широкие и сильнее смещенные линии. Отношение ширины к сдвигу для большинства

* Эти измерения были проведены В. Г. Колошниковым.

линий здесь порядка 2. Для линий левой половины таблицы есть данные по штарк-эффекту; результаты измерений на этих линиях мы обсудим подробнее. Для остальных линий данных по штарк-эффекту, к сожалению, нет.

Сильное качественное расхождение с теорией заставило тщательно проанализировать основы существующей теории. Такой анализ привел к разработке нестационарной теории уширения [1]. В нестационарной теории существенным оказывается рассмотрение двух эффектов. При быстрых пролетах электронов вблизи атома электронная оболочка атома не успевает поляризоваться, как это имеет место при медленном изменении



Теоретическая зависимость γ/Δ от β (сплошная кривая): *1* — наши данные по Ar II, *2* — наши данные по He I, *3* — данные работы [2] по He I

поля, что лежит в основе стационарной теории Вейскопфа — Линдхольма. Это приводит к снижению эффективности (в смысле уширения) столкновений электронов с атомом. Кроме того, следует учитывать роль неупругих столкновений электронов с атомом, которые заметно увеличивают ширину линий, но не сказываются на сдвиге линий. В нестационарной теории ширина и сдвиг линий определяются безразмерным параметром β, характеризующим рассматриваемый терм:

$$\beta = \frac{Z^2(2\pi c)^{5/2}(\Delta E_q)^{5/2}C_4^{1/2}}{v_a^2}; \qquad (2)$$

здесь Z — заряд иона, ΔE_q — расстояние от рассматриваемого терма до ближайшего возмущающего терма в $см^{-1}$, т. е. такого, с которым возможно дипольное взаимодействие.

При $\beta \gtrsim 1$ справедливы предпосылки стационарной теории, при $\beta < 1$ начинаются отступления от нее, а при $\beta \ll 1$ эти отступления уже очень велики. Из (2) сразу следует, что для ионов из-за малой скорости их движения стационарная теория должна быть справедлива в широких пределах. Действительно, оказывается, что в наших условиях ($T = 30\,000°K$) для ионов всегда $\beta \gg 1$, в то время как для электронов $\beta < 1$, а для ряда линий много меньше единицы.

Качественная картина уширения заряженными частицами линий с квадратичным штарк-эффектом в нестационарной теории получается следующей: при $\beta \sim 1$ сохраняются выражения (1) для ширины и сдвига, соответственно; в ширину и в сдвиг основной вклад дают столкновения с электронами; при $\beta < 1$ эффективность вейскопфовского механизма в уширении падает, роль неупругих столкновений возрастает. Ширина линий приблизительно в равной мере определяется воздействием электронов и ионов. Поскольку на сдвиг линий неупругие столкновения не влияют, то основной вклад в сдвиг линий при $\beta < 1$ дают ионы.

Величина отношения ширины к сдвигу в нестационарной теории не является постоянной величиной, а также зависит от β. На рисунке приведен теоретический ход отношения ширины к сдвигу в зависимости от β и экспериментальные данные, позволяющие проверить этот важный результат теории: наши данные по нескольким линиям Ar II (для которых известны C_4) и двум линиям He I, а также появившиеся недавно данные Вульфа [2] по линиям He I. Экспериментальные точки качественно, несомненно, согласуются с теорией.

Пользуясь теоретическими выражениями для ширины и сдвига линий, мы можем получить величину электронной концентрации. В табл. 4 сравниваются результаты расчета N по стационарной и нестационарной теориям. Расчеты мы могли проводить только для линий с известными константами Штарка C_4.

Таблица 4

λ, Å	C_4, см^4 сек$^{-1}$	β	$\gamma/\Delta_{теор}$	$\gamma/\Delta_{эксп}$	$N\cdot10^{-17}$, см$^{-3}$			
					по нестационарной теории		по стационарной теории	
					из γ	из Δ	из γ	из Δ
1	2	3	4	5	6	7	8	9
4460,6	$\leqslant5\cdot10^{-15}$	0,35	1,85	5	1,6	0,5	1,9	0,5
4589,9	$\leqslant5\cdot10^{-15}$	0,5	1,78	$\sim$10	1,5	0,4	1,8	0,4
4367,9	$3,5\cdot10^{-14}$	$5,5\cdot10^{-3}$	2,78	$>$10	2,2	0,4	1,3	0,1
4385,1	$1,2\cdot10^{-14}$	$8,3\cdot10^{-3}$	2,90	$\sim$10	5,9	1,6	4,1	0,5
4277,5	$7,8\cdot10^{-14}$	$2,6\cdot10^{-3}$	2,53	4,5	1,7	1,0	0,8	0,2
4598,8	$7,8\cdot10^{-14}$	$2,6\cdot10^{-3}$	2,53	3,1	1,4	1,1	0,7	0,2
4732,1	$4,3\cdot10^{-14}$	$1,9\cdot10^{-3}$	2,44	2,3	2,1	2,2	0,9	0,5
4131,7	$5,5\cdot10^{-13}$	$2,6\cdot10^{-4}$	1,68	2,0	1,2	1,0	0,3	0,2
4474,8	$5,5\cdot10^{-13}$	$2,6\cdot10^{-4}$	1,68	1,9	1,2	1,1	0,3	0,2
4502,9	$5,5\cdot10^{-13}$	$2,6\cdot10^{-4}$	1,68	8,5	2,3	0,5	0,6	0,08
			Среднее:		2,0	1,0	1,3	0,3

Сравнение граф 6 и 8 табл. 4 показывает, что расчет по нестационарной теории дает по всем линиям, за исключением последней, очень маленький разброс в величине N, в то время как при расчете по стационарной теории различие доходит до пяти раз. Величины N, рассчитанные из γ и Δ по нестационарной теории, оказываются всегда более близкими, чем рассчитанные по стационарной теории, даже по тем линиям, где измеренное отношение ширины к сдвигу существенно отличается от вычисленного по нестационарной теории.

Несмотря на большую разницу в величинах N, даваемых по отдельным линиям стационарной и нестационарной теориями, средние цифры оказываются довольно близкими. Это объясняет тот факт, что во всех предыдущих работах при использовании стационарной теории получались разумные результаты для плотности электронов.

Таким образом, имеющийся в настоящее время экспериментальный материал хорошо согласуется с выводами нестационарной теории. Поскольку при теоретическом расчете ширины линий существенным является знание сечений неупругих столкновений, а при расчете сдвига линий этого не требуется, то для определения электронных концентраций, по-видимому, лучше пользоваться измерениями сдвига линий.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Собельман И. И., Вайнштейн Л. А., Оптика и спектроскопия, 6, 440 (1959).
2. Wulff H., Z. Phys., 150, 614 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. МАТВЕЕВА

РАЗДЕЛЕНИЕ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В РАЗРЯДЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Прохождение постоянного электрического тока через смесь газов вызывает разделение смеси. При этом у катода повышается концентрация газа с более низким потенциалом ионизации и, как правило, с бо́льшим атомным весом; у анода собирается трудно ионизуемый и более легкий газ. По поводу механизма разделения существуют две точки зрения: согласно первой из них, разделение вызвано переносным движением положительных ионов в разряде по направлению к катоду, т. е. обусловлено различием потенциалов ионизации компонентов смеси [1]; с другой стороны, разделение может быть вызвано переносным движением нейтральных атомов, возникающим под влиянием ударов электронов; в этом случае определяющим свойством атомов в разделении газов является различие атомных весов компонентов [2].

Весьма вероятной кажется, наконец, возможность одновременного действия обеих указанных причин [3, 4].

Существование переносного движения ионов в разряде было непосредственно подтверждено в опытах Фриша и Кагана [5] по наблюдению допплеровского смещения ионных линий. Таким образом, переносное движение ионов должно, несомненно, играть роль в процессе разделения смеси. Однако имеющийся экспериментальный материал все же недостаточен для полного уяснения механизма разделения.

Следует отметить, что изучение разделения газов в разряде представляет интерес не только потому, что знакомит нас со свойствами электрического разряда в газовых смесях, но и с точки зрения возможности практического применения: оно может быть использовано для разделения газов и изотопов [6], для очистки газов [7], а также для повышения чувствительности анализа газовых смесей на малые примеси [8]. Поэтому нами было произведено систематическое исследование разделения газов при разряде в смеси инертных газов.

Основным недостатком большинства ранее выполненных экспериментальных работ [1—4,7] являлось то, что об изменении состава смеси в разряде их авторы судили по изменению спектрального излучения смеси вдоль столба разряда. Однако такой метод не может дать количественных сведений об изменении концентрации компонентов смеси, так как интенсивность спектральных линий определяется не только концентрацией данного газа, но и условиями возбуждения, которые при наличии разделения не одинаковы в различных частях положительного столба. Использованная нами методика исследования разделения смеси газов заключалась в том, что из приэлектродных участков разряда отсасывались пробы газа, которые затем подвергались количественному спектральному анализу.

Применявшаяся в работе разрядная трубка (рис. 1) имела на концах два сосуда емкостью 400 и 1600 см^3, в которых были расположены никелевые электроды. Сосуды соединялись трубкой диаметром 1 см, длина которой в различных опытах менялась от 24 до 150 см. Вблизи электродов были расположены отростки для отбора проб. В трубку вводился ряд

зондов для измерения электрических характеристик разряда. Трубка питалась постоянным током напряжения 1,5 kV. Направление разрядного тока выбиралось таким, чтобы в меньшем сосуде повышалась концентрация того компонента, который присутствовал в смеси в меньших количествах. Все опыты производились на бинарных смесях гелия, неона и аргона.

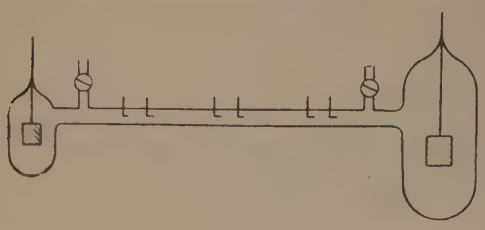


Рис. 1. Разрядная трубка

Степень разделения характеризовалась отношением концентрации примеси в обогащенной пробе к ее концентрации в исходной смеси, $C_к/C$. Ошибка измерений складывалась из ошибок спектрального анализа и ошибок, связанных с самим процессом разделения. Средний арифметический разброс значений относительного изменения концентрации примеси составлял $5 \div 10\%$ измеряемой величины.

Приводимые ниже результаты относятся к опытам со смесями, в которых примесью являлся газ с низким потенциалом ионизации. В разряде концентрация такой примеси повышалась у катода.

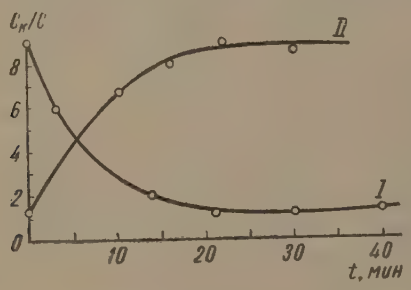


Рис. 2

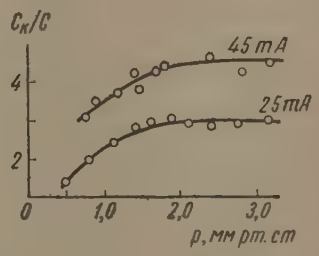


Рис. 3

Рис. 2. Изменение концентрации легко ионизуемой примеси (9 % Ar в He) у анода: *I* —после включения разряда, *II* — после выключения разряда; $p = 1{,}6$ мм рт. ст.; $I = 50$ mA; длина трубки — 150 см

Рис. 3. Зависимость степени разделения от давления смеси (0,7 % Ar в He, длина трубки — 50 см)

Исследование протекания процесса разделения во времени показало, что после включения разряда происходит сначала быстрое изменение состава смеси вдоль столба разряда, а затем наступает стационарное состояние, при котором в течение длительного времени дальнейшего изменения не наблюдается (кривая *I* рис. 2). Стационарное состояние достигается, очевидно, при условии, когда число частиц, переносимых в единицу времени под действием электрических сил, равно числу частиц, диффундирующих в обратном направлении из-за градиента концентрации. Время установления равновесия линейно возрастает с увеличением давления смеси и почти не меняется при изменении силы разрядного тока и концентрационного состава смеси. С увеличением длины разрядной трубки время разделения увеличивается.

Кроме времени установления стационарного состояния в разряде определялось также время перемешивания разделенной смеси после выключения разряда (кривая *II* рис. 2). Оказалось, что процесс перемешивания протекает во времени аналогично процессу разделения смеси и время перемешивания приблизительно равно времени разделения. Этот факт, как нам кажется, указывает на диффузионный характер процессов, приводя-

щих к установлению стационарного состояния при разделении газов в разряде. Для всех последующих измерений пробы отбирались из разряда после достижения стационарного состояния.

Измерения степени разделения, произведенные в смесях различного концентрационного состава и в широком интервале токов (25 ÷ 400 mA),

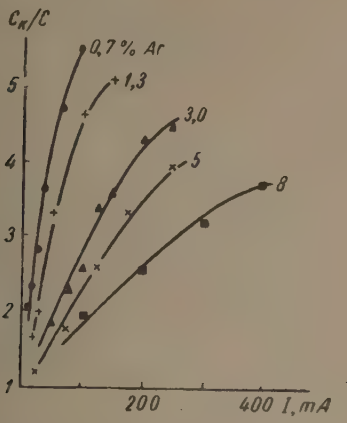


Рис. 4

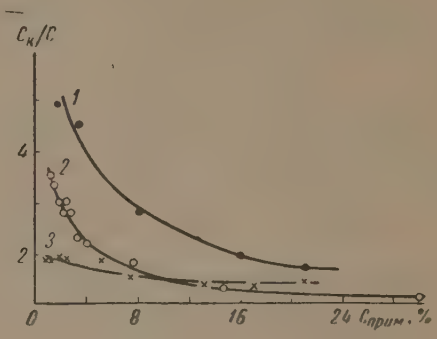


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость степени разделения смеси Ar и He от силы тока (p = = 1,5 мм рт. ст., длина трубки — 50 см)

Рис. 5. Зависимость степени разделения от концентрации легко ионизуемого газа ($p = 1{,}5$ мм рт. ст., $I = 250$ mA, длина трубки — 50 см): *1* — Ar + He, *2* — Ar + Ne, *3* — Ne + He.

показали, что с увеличением давления смеси (рис. 3) в области малых давлений (0,4 ÷ 1,5 мм рт. ст.) наблюдается заметное увеличение степени разделения; при больших давлениях (1,5 ÷ 4 мм рт. ст.) степень разделения меняется мало. Зондовые измерения указывают на аналогичный характер зависимости от давления продольного градиента потенциала в положительном столбе разряда.

С увеличением силы разрядного тока степень разделения возрастает (рис. 4). Сначала наблюдается приблизительно линейное возрастание, затем, по достижении больших значений степени разделения, рост замедляется, кривые стремятся к насыщению, соответствующему полному разделению смеси. При достаточной силе тока небольшая примесь легко ионизуемого газа может быть практически полностью отделена от основного газа. Так, в трубке длиной 50 см содержание аргона в смеси аргон — гелий уменьшалось вблизи анода с 3% в исходной смеси до 10^{-3}% при силе разрядного тока 500 mA.

С увеличением концентрации легко ионизуемого компонента зависимость степени разделения от давления смеси и силы тока становится менее выраженной. Величина разделения с увеличением концентрации легко ионизуемого компонента уменьшается быстро для смесей аргон — гелий и аргон — неон и несколько медленнее для смеси неон — гелий (рис. 5). В области бóльших концентраций легко ионизуемого газа (>20 %) относительное увеличение его концентрации на катодном конце трубки невелико даже при токе в 1 А.

В смесях, в которых основным компонентом является легко ионизуемый газ и газ с высоким потенциалом ионизации присутствует в виде примеси, разделение в разряде практически не происходит. Действительно, в смеси, содержащей 3% аргона в гелии, при силе тока 500 mA наблюдается практически полное разделение смеси. В то же время в смеси, с 3% гелия в аргоне не удалось наблюдать повышения концентрации гелия у какого-либо электрода даже при силе разрядного тока в 1 А.

Разделение становится заметным лишь при исходной концентрации трудно ионизуемого газа порядка 15—20% и возрастает с дальнейшим увеличением концентрации.

Продольный градиент потенциала в положительном столбе разряда с увеличением концентрации легко ионизуемой примеси уменьшается. При этом концентрационная зависимость продольного градиента потенциала имеет приблизительно такой же характер, как и зависимость степени разделения.

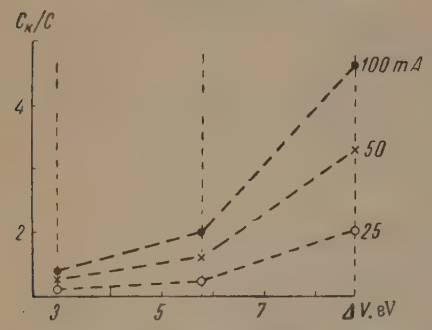


Рис. 6. Изменение степени разделения с увеличением разности потенциалов ионизации компонентов (1,4 % легко ионизуемой примеси в смесях: Ar—He, Ar—Ne и Ne—He; $p = 1{,}5$ мм рт. ст., длина трубки —50 см)

Влияние состава смеси на величину продольного градиента потенциала сказывается также и в том, что при разделении смеси величина потенциала не сохраняет постоянного значения вдоль положительного столба разряда, а уменьшается в направлении от анода к катоду, т. е. в направлении увеличения концентрации легко ионизуемого компонента.

Зависимость разделения от потенциалов ионизации компонентов смеси или от их атомных весов не может быть выявлена в чистом виде, так как при замене одних газов другими эти величины меняются одновременно. Однако в области не очень больших концентраций легко ионизуемой примеси (<10 %) степень разделения для всех исследованных бинарных смесей тем выше, чем больше разница потенциалов ионизации компонентов (рис. 6). При бо́льших концентрациях легко ионизуемого газа (>20 %) степень разделения смеси тем больше, чем выше значение напряженности продольного электрического поля в положительном столбе.

Для изучения влияния длины трубки на разделение смеси были использованы три разрядные трубки, у которых расстояние между отростками для отбора проб составляло 19, 34 и 61 см. Измерения производились в смеси аргон — гелий с содержанием аргона 1,3 и 6% при различных давлениях (0,5÷2,5 мм рт. ст.) и токах (25—200 mA). Оказалось, что относительная разность концентраций примеси на концах трубки возрастает пропорционально длине трубки (рис. 7).

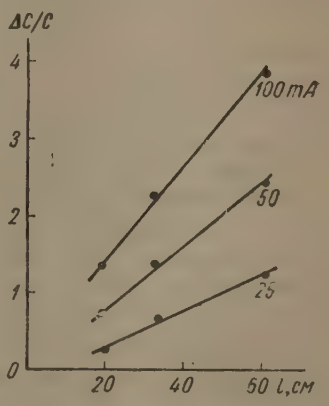


Рис. 7. Зависимость разности концентраций примеси на концах трубки (1,3% Ar в He; $p = 1{,}5$ мм рт. ст.) от длины трубки и разрядного тока

Изложенные результаты качественно могут быть объяснены при предположении, что основным процессом, вызывающим разделение смеси газов, является переносное движение ионов. Прибавление легко ионизуемого компонента даже в малых количествах, как известно, приводит к снижению электронной температуры, что в свою очередь ведет к уменьшению степени ионизации трудно ионизуемого компонента. Поэтому в токе ионов, двигающихся в разряде к катоду, будут преобладать ионы легко ионизуемого газа. Нейтрализуясь на катоде, они вызовут повышение концентрации легко ионизуемого газа вблизи катода. Таким образом объясняется возможность значительного разделения при низких концентрациях легко ионизуемого газа. Отсутствие разделения при низком процентном содержании трудно ионизуемого компонента указывает на то, что эффект раз-

деления смеси за счет различия атомных весов компонентов много слабее, чем разделение, обусловленное ионным переносом.

Увеличение степени разделения с увеличением разности потенциалов ионизации компонентов обусловлено тем, что с ростом разности потенциалов ионизации уменьшается роль ионов трудно ионизуемого газа в переносе тока. При больших концентрациях легко ионизуемого газа электронная температура в столбе настолько низка, что практически все ионы принадлежат легко ионизуемому газу. В этом случае степень разделения будет определяться скоростью переносного движения ионов. И, действительно, степень разделения выше в тех смесях, где выше напряженность продольного электрического поля.

Аналогичный характер изменения степени разделения и продольного градиента потенциала при изменении давления смеси и концентрационного состава показывает, что и здесь изменение степени разделения обусловливается изменением скорости ионов. С ростом силы разрядного тока возрастает и плотность ионного тока, что приводит к наблюдавшемуся нами увеличению степени разделения.

Изложенная модель разделения является, конечно, очень грубой. Для создания количественной теории разделения необходимо знание скорости движения ионов и относительной степени ионизации компонентов, а также зависимость этих величин от условий разряда и концентрационного состава смеси.

Из полученных нами данных может быть сделан вывод, что разделение смеси газов в разряде постоянного тока может быть использовано для очистки газов от примесей и для повышения чувствительности анализа на малые примеси, но только в тех случаях, когда примесью является газ с меньшим потенциалом ионизации, чем у основного газа. В качестве примера использования разделения смеси в разряде для повышения чувствительности анализа нами при помощи обогащения смеси аргон — гелий аргоном была получена градуировочная кривая в интервале концентраций аргона $10^{-5} \div 10^{-4}$ % (без обогащения анализ можно было проводить до концентраций аргона порядка 10^{-4} %) [8].

В заключение приношу глубокую благодарность С. Э. Фришу за предложенную тему и руководство работой.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета

Цитированная литература

1. Druyvesteyn M. J., Physica, **2**, 255 (1935).
2. Skaupy F., J. Phys., **2**, 213 (1920).
3. Выгодский Я. С., Клярфельд Б. Н., Ж. тех. физ., **3**, 610 (1933).
4. Малышев Г. М., Павлов Б. В., Вестн. Ленингр. ун-та, *16*, 32 (1957).
5. Фриш С. Э., Каган Ю. М., Ж. эксперим. и теор.физ., **17**, 576 (1947); там же, **18**, 519 (1948).
6. Beckey H. D., Groth W. E., Welge K. H., Z. Naturforsch., 8a, 556 (1953).
7. Ries R., Dieke G. H., J. Appl. Phys., **25**, 196 (1954).
8. Матвеева Н. А., Заводск. лабор., *6* (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Г. С. СОЛНЦЕВ, А. Г. ПОРОХИН и Н. М. ЧИСТЯКОВА

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Измерение электрических полей по отклонению электронного пучка, проходящего через разряд, применялось в ряде работ, посвященных исследованию тлеющего разряда низкого давления на постоянном токе [1, 2]. В ВЧ разряде низкого давления электрическое поле в каждой точке можно представить как суперпозицию двух полей: ВЧ поля $E_{\sim}$, создаваемого питающим разряд генератором электромагнитных колебаний и постоянного поля $E_{=}$, обусловленного распределением пространственных зарядов в разрядном промежутке [3, 4]. «Простреливая» пучком электронов ВЧ разряд, можно одновременно определить $E_{\sim}$ и $E_{=}$ и изучить их распределение вдоль оси разряда.

Методика эксперимента

Конструкция разрядной трубки представлена на рис. 1. Электронная пушка для обеспечения большего срока службы имела вольфрамовый катод и работала при анодных напряжениях $5 \div 10$ kV. Ток в пучке был $10^{-7} \div 10^{-8}$ А. Выходя из пушки, электронный пучок пересекал разрядную трубку по ее диаметру, проходил через щель в стенке трубки и затем попадал на флуоресцирующий экран. Для изучения распределения электрических полей вдоль разряда весь разряд в целом перемещался относительно пучка электронов. Перемещение одного электрода осуществлялось магнитом, другого — при помощи двойного шлифа специальной конструкции, позволявшего точно поддерживать постоянным расстояние между электродами. Электродами служили два латунных диска с закругленными краями ϕ 4 см; один из электродов был заземлен. Величина отклонения электронного пучка фиксировалась путем фотографирования экрана с сеткой. При выборе анодного напряжения, определяющего энергию электронов в пучке, учитывались следующие факторы: 1) чувствительность, достаточная для измерения $E_{\sim}$ и $E_{=}$; 2) возможность пробоя между электродами пушки; 3) яркость свечения пятна и условия наилучшей фокусировки; 4) рассеивание пучка на атомах газа.

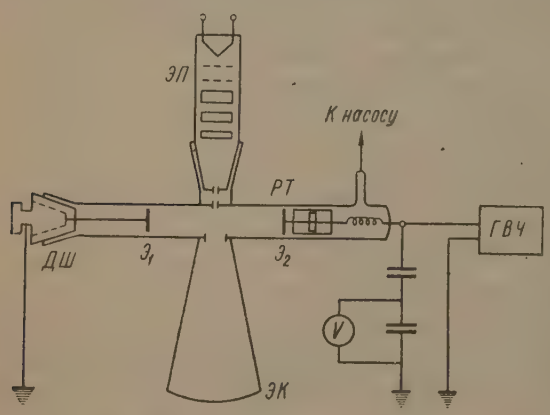


Рис. 1. Конструкция разрядной трубки для зондирования разряда электронным пучком: *ЭП* — электронная пушка, *ЭК* — экран, $Э_1$, $Э_2$ — электроды, *ДШ* — двойной шлиф, *РТ* — разрядная трубка, *ГВЧ* — генератор высокой частоты

Для того чтобы объяснить, как по картине на экране определять $E_\sim$ и $E_=$, воспользуемся рис. 2. Точка O соответствует месту попадания пучка на экран в отсутствие поля. Если к электродам приложено ВЧ напряжение, но разряда в трубке нет, то точка превращается в линию AB, длина которой пропорциональна $E_\sim$ в данной точке разрядного промежутка. Если между электродами горит разряд, то на экране вместо линии AB будет линия A_1B_1, средняя точка которой O_1 смещена относительно точки O. При этом длина A_1B_1 также определяет амплитуду высокочастотного поля $E_\sim$, а величина отрезка OO_1 связана с величиной постоянного поля $E_=$, вызванного распределением пространственного заряда. Таким образом, оказывается возможным раздельно измерить постоянную и переменную составляющие электрического поля в разряде.

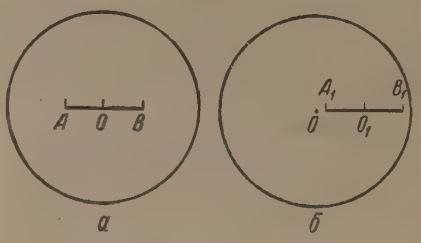


Рис. 2. Картина, наблюдаемая на экране: *а* — при наличии на электродах напряжения высокой частоты без разряда, *б* — при горении разряда

Необходимым условием применимости метода электронного пучка для исследования ВЧ разряда является требование, чтобы время пролета электронами пучка через изучаемую область разряда τ было меньше периода колебаний поля T. Из рис. 3, где представлена зависимость отношения τ/T от частоты для трубки ϕ 4 см и различных ускоряющих напряжениях, видно, что для частоты 3,3 MHz и $V_a = 5 - 10$ kV $\tau/T = (3{,}3 \div 2{,}3) \cdot 10^{-3}$.

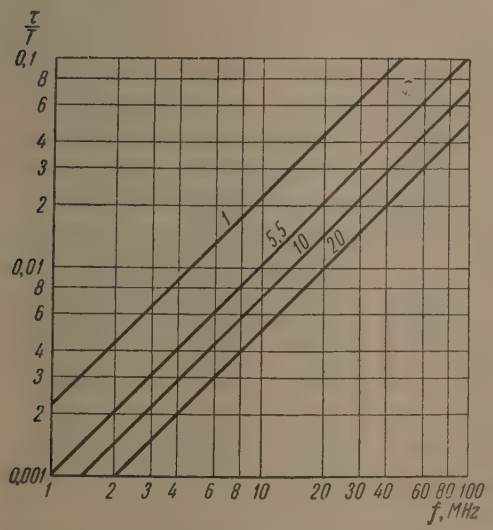


Рис. 3. Зависимость отношения τ/T от частоты для трубки диаметром 4 см при различных ускоряющих напряжениях (1kV; 5,5 kV, 10kV и 20 kV)

Как обычно, при изучении разряда в цилиндрической трубке предполагается, что продольная составляющая ВЧ поля для данного сечения не зависит от расстояния от оси трубки. Скин-эффект, обусловленный быстропеременным полем в разряде при разрядных токах порядка единиц — десятков миллиампер, не играет существенной роли. Возможно, однако, что при больших токах ($10^2 \div 10^3$ А) [5] следует считаться с этим явлением.

Так как при прохождении пучка через разряд он смещается под действием продольного поля в направлении оси разряда, то при наличии неоднородного поля отклонение пятна на экране соответствует усредненному значению поля. При этом вследствие суперпозиции полей $E_\sim$ и $E_=$ участок усреднения возрастает по сравнению с измерением $E_=$ в разряде постоянного тока.

При использовании метода электронного пучка для изучения ВЧ разрядов надо учитывать, что он может быть применен только для определения полей в E-разрядах, где все процессы обусловлены электрическим, а не быстропеременным магнитным полем, т. е. в разрядах, в которых можно пренебречь вихревым электрическим полем.

Чувствительность аппаратуры, т. е. величина напряженности поля,

вызывающая отклонение пятна на экране на 1 мм, может быть определена двумя способами. Первый из них заключается в том, что электроды сближаются, на них подается известное по величине высокочастотное напряжение, вычисляется напряженность поля и измеряется отклонение луча. Второй способ основан на том, что напряжение, приложенное к электроду, приравнивается графически полученному интегралу кривой, характеризующей распределение напряженности ВЧ поля в разрядном промежутке.

Разница в значениях $E_{\sim}$, вычисленных по первому и второму способам, не превышает 20 V см$^{-1}$ и объясняется «бочкообразной» формой электрического поля между электродами.

Важным требованием применимости метода является условие, чтобы возмущение, вносимое электронным пучком в изучаемую область разряда, было мало. Как показали контрольные опыты и теоретическая оцен-

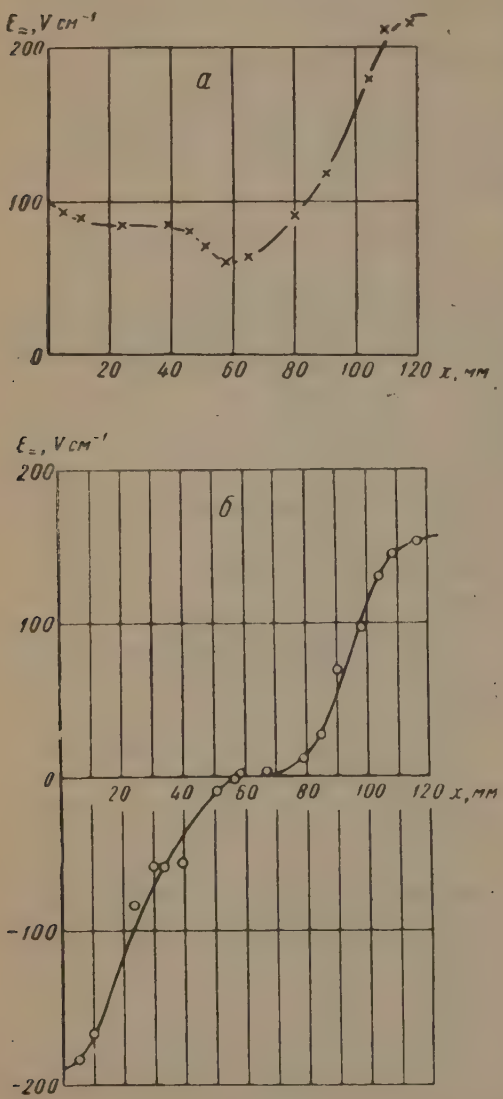


Рис. 4

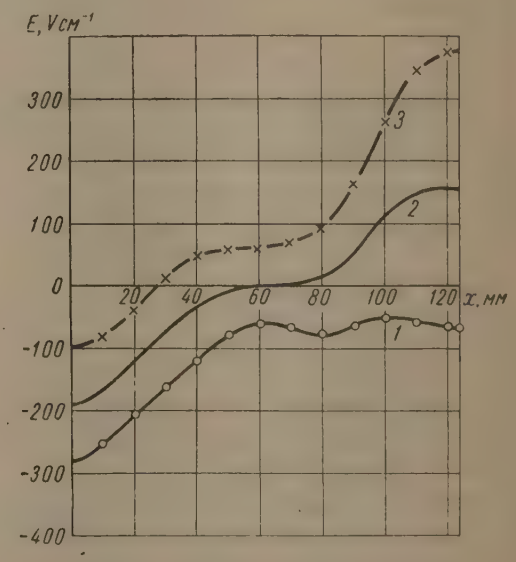


Рис. 5

Рис. 4. Распределение ВЧ электрического поля $E_{\sim}$ ($а$) и поля пространственного заряда $E_{=}$ ($б$) в аргоне при $p = 10^{-2}$ мм рт. ст. и $f = 3{,}3$ MHz

Рис. 5. Мгновенное распределение суммарного электрического поля $E = E_{\sim} \cos \omega t + E_{\sim}$ в различные моменты периода поля: $1 - \omega t = 0$, $2 - \omega t = \pi/2$, $3 - \omega t = \pi$

ка, учитывающая упругие и неупругие соударения электронов пучка с атомами газа, а также взаимодействие их с плазмой разряда, это условие было выполнено.

Результаты измерений

В описанной выше трубке были проведены измерения электрических полей в аргоне при давлении 10^{-2} мм рт. ст. Частота поля была 3,3 MHz.

На рис. 4, *а* и *б* представлено распределение высокочастотного электрического поля $E_{\sim}$ и поля пространственного заряда $E_{=}$ в разряде при расстоянии между электродами 12,4 см. Несимметричный ход кривых вблизи каждого из электродов объясняется тем, что напряжение высокой частоты подавалось на правый электрод, а левый был заземлен. Внешний вид разряда по этой причине также был несимметричен. Используя данные рис. 4, можно построить мгновенное распределение суммарного электрического поля $E=E_{\sim}\cos\omega t+E_{=}$ в различные моменты периода поля $\omega t=0$, $\frac{\pi}{2}$, π (рис. 5).

Если воспользоваться выражением поля через скалярный потенциал (которое справедливо для E-разрядов), то получается мгно-

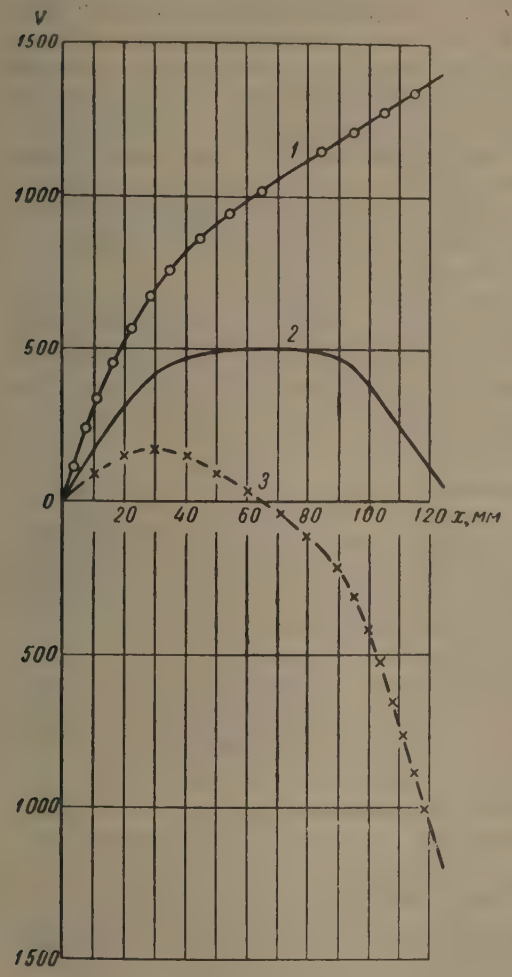


Рис. 6

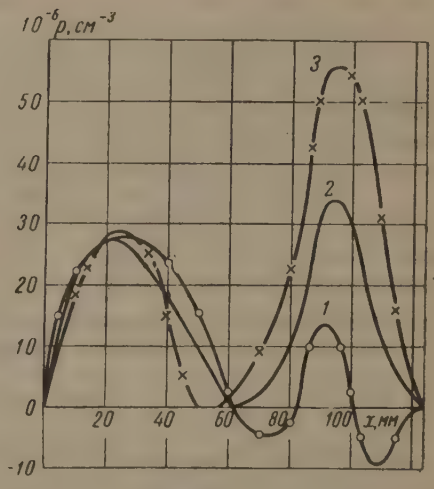


Рис. 7

Рис. 6. Мгновенное распределение потенциала вдоль разрядного промежутка: *1* — $\omega t=0$, *2* — $\omega t=\pi/2$, *3* — $\omega t=\pi$

Рис. 7. Распределение пространственного заряда для различных моментов периода высокочастотного поля: 1 . . . $\omega t=0$, 2 . . . $\omega t=\pi/2$, 3 . . , $\omega t=\pi$

венное распределение потенциала вдоль разрядного промежутка для $\omega t=0$, $\frac{\pi}{2}$ и π (рис. 6).

При помощи уравнения Пуассона можно рассчитать распределение пространственного заряда в различные моменты периода поля (рис. 7). Вблизи электродов имеется положительный пространственный заряд. Его величина у высокочастотного электрода в значительной степени зависит от момента внутри периода: она максимальна в отрицательный полупериод и минимальна в положительный. Напротив, вблизи заземленного электрода величина пространственного заряда почти не зависит от момента периода поля. В средней части разрядного промежутка избыточный пространственный заряд равен нулю.

Интерпретация полученных результатов затруднена тем обстоятельством, что мы находимся вне пределов применимости диффузионных представлений для движения электронов. На основании поведения пространственного заряда вблизи электродов и данных о распределении электрических полей можно предполагать, что в средней части разрядного промежутка происходит интенсивная ионизация газа. Под действием поля электроны быстро набирают скорость и уходят на электроды. Положительные ионы движутся из области интенсивной ионизации в направлении электродов; однако скорость их движения меньше, чем у электронов, благодаря чему в приэлектродных частях промежутка образуется положительный пространственный заряд. В области высокой напряженности поля вблизи правого электрода положительные ионы приобретают большую энергию, что приводит к эффективному распылению его поверхности, а также, возможно, к эмиссии электронов (γ-процессы).

Для более полной интерпретации результатов применения метода электронного пучка для изучения ВЧ разрядов низкого давления необходимо расширить область исследования в сторону более высоких частот, производить измерения при различных давлениях газа и материалах электродов. Кроме того, целесообразно сочетать этот метод с другими методами исследования (зондовым, оптическим и др.).

Выводы

1. Метод электронного пучка, примененный для изучения высокочастотного E-разряда низкого давления, позволяет одновременно измерять напряженность ВЧ поля и поля пространственного заряда в различных частях разрядного промежутка. Показаны особенности применения этого метода для исследования ВЧ разрядов.

2. Впервые получены экспериментальные данные о распределении электрических полей, потенциала и пространственного заряда в ВЧ разряде в аргоне при давлении 10^{-2} мм рт. ст. для различных моментов периода ВЧ поля.

Московский гос. университет им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Цитированная литература

1. Warren R. W., Rev. Scient. Instr., 26, 765 (1955). Phys. Rev., 98, 1650 (1955).
2. Stein R. S., Phys. Rev., 89, 134 (1953).
3. Левитский С. М., Ж. техн. физ., 27, 1001 (1957).
4. Джерпетов Х. А., Патеюк Г. М., Ж. эксперим и теорет. физ., 28, 343 (1955).
5. Carruthers R., Appl. Scient. Res., 135 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Е. МИЦУК, М. Д. КОЗЬМИНЫХ и И. В. ТАЛАЛАЕВА

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Линейный атомный эффект Штарка (расщепление спектральных линий под действием электрического поля) весьма успешно применялся для обследования электрических полей в катодной области сравнительно хорошо изученного тлеющего разряда постоянного тока. Однако в область плазмы положительного столба продвинуться не удалось, поскольку для заметного эффекта требуются поля порядка 10^3 V см$^{-1}$ и выше.

Как раз в микроволновой плазме, в отличие от постоянноточковой плазмы, могут наблюдаться значительные электрические поля. Как следует уже из простой одноэлектронной модели микроволнового разряда, для случая, когда частота поля больше или сравнима с частотой соударений ($\omega \geqslant \nu_{ст}$), амплитуда скорости электрона, достаточная для ионизации при частоте около 10^{10} Hz, достигается при амплитуде электрического поля порядка 10^4 V см$^{-1}$. С другой стороны, некоторые особенности микроволновой плазмы, в частности, сравнительно низкая температура газа, отсутствие избыточного заряда, а также то, что при давлениях, меньших 10 мм рт. ст., эффекты типа Хольцмарка малы, дают основания полагать, что основным эффектом, определяющим контур бальмеровской линии, является в этом случае эффект Штарка.

Квантово-механическая теория эффекта Штарка в переменном поле для атома водорода была предложена Блохинцевым [1]. Им было показано, что штарковский контур для случая переменного поля существенно отличается от статического штарковского контура. В работе [2] было произведено сравнение параметров штарковского контура линии H_β, рассчитанного по теории Блохинцева, с результатами экспериментов в водороде на частоте 9400 MHz, при давлениях порядка 1 мм рт. ст. Было показано, что эффект Штарка на СВЧ может быть использован для измерения электрических полей в микроволновой плазме.

В настоящей статье содержатся некоторые результаты работы, проведенной на той же установке.

1. Штарковский контур в переменном поле

При анализе матричного элемента дипольного момента атома, находящегося во внешнем поле вида $E = E_0 \cos \omega t$ и обладающего в статическом поле линейным эффектом Штарка, различаются два случая 1) время наблюдения спектра τ много меньше периода внешнего поля T ($\tau \ll T = 2\pi/\omega$); 2) $\tau \gg T$.

В первом случае максимум интенсивности в спектре приходится как раз на частоты, соответствующие компонентам расщепления линий ω_{mn} при статическом эффекте. В пределе ($\omega \to 0$) мы получаем точную картину известного статического эффекта. Если для простоты предположить, что в статическом поле линия ω_{mn} расщепляется на две, то соответствующая картина подобна представленной на рис. 1, *а*. Величина расщепления $\Delta\omega$ пропорциональна напряженности поля и вычисляется по формуле Эпштейна — Шварцшильда:

$$\Delta\omega = \frac{3h}{4\pi me} E_0. \qquad (1)$$

Во втором случае, соответствующем возможности эксперимента, картина получается иная. Полученный спектр внешне напоминает спектр частотно-модулированного сигнала. Наряду с основной, излучаемой атомом частотой ω_{mn}, возникают комбинационные частоты:

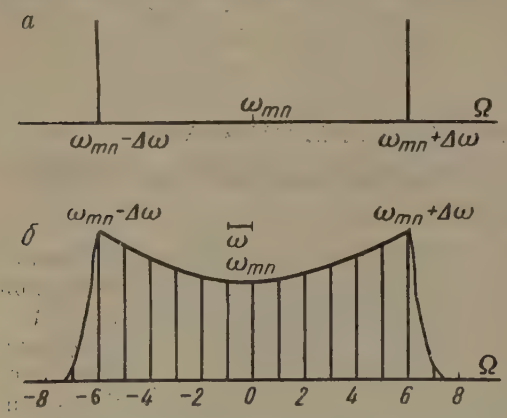


Рис. 1. Расщепление линии: *а* — в статическом поле, *б* — в переменном поле

$$\omega_{mn} \pm p\omega, \qquad (2)$$

где ω — частота внешнего поля, $p = 1, 2, 3...$

Качественная картина спектра представлена на рис. 1, *б* для случая, когда $\frac{\Delta\omega}{\omega} \gg 1$. Огибающая интенсивностей комбинационных частот располагается симметрично относительно несмещенной линии, имея максимумы вблизи частот $(\omega_{mn} \pm \Delta\omega)$, соответствующих компонентам статического эффекта, и быстро экспоненциально спадает до нуля за пределами спектральной области, ограниченной этими частотами. Для серии Бальмера статические штарковские структуры имеют число компонент большее двух, но поскольку они симметричны относительно несмещенной линии, процедура построения спектра атома в переменном поле сводится к суперпозиции интенсивностей комбинационных частот, построенных независимо для каждой пары симметричных статических компонент.

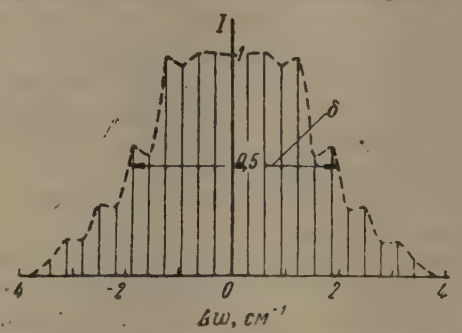


Рис. 2. Теоретически рассчитанная структура I в переменном поле (без учета тонкой структуры водорода)

Образец контура линии H_β для $\omega = 9400$ MHz и $E_0 = 5 \cdot 10^3$ V см$^{-1}$ представлен на рис. 2. Контур в целом может быть количественно охарактеризован некоторым параметром — полушириной δ, которая, как показано в работе [2], в диапазоне $(2 \div 20) \cdot 10^3$ V см$^{-1}$ почти линейно зависит от амплитуды электрического поля. Таким образом, измеряя на опыте полуширину штарковского контура линии, мы можем сделать заключение об амплитуде напряженности внешнего электрического поля в микроволновой плазме.

2. Измерение амплитуды электрического поля

Экспериментальная установка, описанная в [3], была использована (в несколько упрощенном варианте) для проверки фотографической методики и сравнения ее результатов с полученными при помощи ФЭУ.

Разрядное устройство, представляющее собой наполненный водородом стеклянный капилляр диаметром около 1 мм с очень тонкими стенками, помещалось в плоскости симметрии волновода 23 × 10 мм². Через вырез в узкой стенке волновода излучение попадало на щель спектрографа ДФС-2. Расстояние от капилляра до входной щели спектрографа подбиралось с таким расчетом, чтобы выполнялось условие заполнения апертуры. Микроволновая мощность ($\lambda = 3{,}2$ см), передаваемая по волноводу от импульсного магнетрона в согласованную нагрузку, проходила через секцию, содержащую капилляр без существенного отражения

и поглощения. Амплитуда электрического поля на оси капилляра была связана с потоком средней мощности $P_{ср}$, измеряемой термисторным прибором, известной формулой

$$P_{ср}/\tau F = E_0^2 h Y_0/2 \qquad (3)$$

где Y_0 — волновая проводимость $\left(Y_0 = \frac{1}{2}\frac{a}{h}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\right)$, a и h — ширина и высота волновода, λ — длина волны в свободном пространстве, ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость заполняющего волновод вещества, $\tau_и$ — длительность импульса, F — частота повторения (в наших опытах $\tau_и = 1 \div 2$ мксек, $F = 300 \div 600$ Hz). Экспериментальные результаты приведены на рис. 3; по оси абсцисс отложены значения амплитуды электрического поля, вычисленные из мощности по формуле (3), по оси ординат — полуширина δ, полученная в результате обработки спектрограммы*. Для сравнения даны результаты опытов с фотоэлектрической регистрацией спектра. Из графика видно, что экспериментальные точки, соответствующие фотографической методике, лежат ниже теоретической кривой, в то время как результаты, полученные при помощи ФЭУ, дают несколько завышенную, по сравнению с теоретической, величину полуширины.

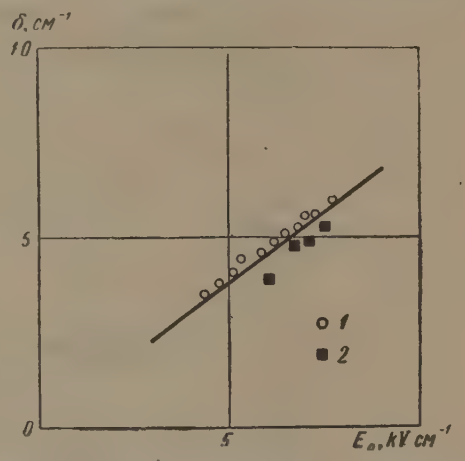


Рис. 3. Зависимость δ от E_0; *1* — снято при помощи ФЭУ, 2 — фотографический метод регистрации.

3. $E(t)$ в импульсном СВЧ разряде

Представляется весьма желательным знать величину напряженности электрического поля в разряде в любой момент времени. Это должно, в частности, помочь в изучении процессов формирования и установления стационарного состояния СВЧ разряда.

Фотографический способ регистрации в лучшем случае может дать значение напряженности, усредненное за весь импульс. Выделить нужный нам малый интервал времени можно лишь электрическим путем, применяя временное селектирование импульса, поступающего с ФЭУ (он должен совпадать по форме с импульсом свечения). В принципе вопрос решается просто. Достаточно, чтобы цепь, по которой проходит исследуемый импульс, отпиралась в нужный момент и запиралась через достаточно малый промежуток времени. Импульс селектирования должен иметь длительность, гораздо меньшую, нежели длительность исследуемого импульса, и должен смещаться во времени с достаточно малым шагом. Каждому моменту времени будет соответствовать свой контур спектральной линии $I(\nu)$; по контуру же можно вполне однозначно определить напряженность поля. Если шаг селектирования достаточно мал, то возможно экспериментальное определение функции $E(t)$ на протяжении всего импульса генерации и даже несколько далее (предел определяется скоростью затухания свечения разряда и уровнем шумов фотоумножителя).

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.

Остановимся на некоторых особенностях эксперимента. Отметим прежде всего, что снятие всего контура линии при помощи автоматического сканирования щели не всегда необходимо.

* Некоторые измерения были выполнены Л. И. Прокошиной.

Поскольку мы в качестве количественного критерия, характеризующего форму спектральной линии, выбрали ширину на уровне 50% интенсивности (полуширину), то нам достаточно в каждый момент времени знать лишь значение полуширины. Практически определение полуширины контура линии встречает некоторые трудности, связанные с необходимостью учесть нелинейность всех электрических цепей от фотоумножителя до регистрирующего прибора. В частности, резко нелинейной амплитудной характеристикой может обладать временной селектор.

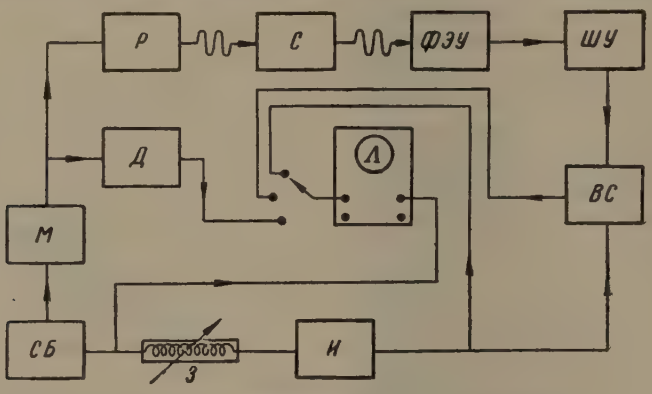


Рис. 4. Блок-схема эксперимента: *Р*— разрядник, *С*— спектрограф, *ФЭУ* — фотоэлектронный умножитель с катодным повторителем, *ШУ* — широкополосный усилитель, *М* — магнетронный генератор, *Д* — детектор, *О*— осциллограф, *ВС*— временной селектор, *СБ*— блок синхронизации, *З* — линия задержки, *И* — импульсный генератор

Описываемый ниже способ измерения полуширины обходит эту трудность. Схему измерения поясняет рис. 5. Перемещая умножитель по поверхности фокусировки и наблюдая импульс свечения на экране осциллографа, добиваемся максимума сигнала (точка *A*). Это означает, что мы находимся в максимуме интенсивности (центр линии). Затем уменьшаем щель перед катодом ФЭУ ровно вдвое и фиксируем сигнал (точка *D*). Затем снова ставим прежнюю щель и перемещаем умножитель в одну и другую стороны до тех пор, пока не получим сигнал, равный сигналу точки *D* (точки *B* и *C*). Расстояние между двумя крайними положениями умножителя (*B* и *C*) и есть полуширина линии.

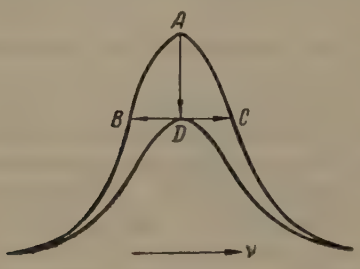


Рис. 5

Все вышесказанное справедливо, если щель перед фотокатодом достаточно узка (лишь в этом случае можно утверждать, что проходящий через нее световой поток пропорционален ее ширине). Практически достаточно, чтобы ширина щели не превышала $^1/_5$ полуширины спектральной линии (точнее, ее изображения на поверхности фокусировки). Тогда ошибка за счет конечной ширины щели будет не больше 1÷2 %. Вообще же говоря, ошибки в измерении полуширины этим методом гораздо больше (до 10%), из-за наличия субъективного фактора (для каждого выбранного момента времени производилось не менее 10 измерений). Точность может быть повышена на порядок, если удастся получить большее отношение сигнала к шуму. В описываемом эксперименте оно не превышало 1÷1,5.

Что же касается ошибок за счет конечной ширины входной щели спектрографа, то они были невелики. Отношение ширины щели к полуширине линии не превышало 0,25, что дает дополнительное уширение [3] поряд-

ка $\frac{1}{2}\left(\frac{d}{\delta}\right)^2$, т. е. 3%, так как $\frac{\delta'}{\delta} = \sqrt{1+\frac{d^2}{\delta^2}}$, где δ' — полуширина линии, уширенной за счет конечной ширины щели.

На рис. 6 приведены результаты экспериментального определения функции $E(t)$ в импульсном СВЧ разряде в дейтерии при $\tau_и = 2$ мксек, $P_и \cong 50$ kW, $\tau_{сел} = 0{,}1$ мксек и $\Delta\tau_{сел} = 0{,}1$ мксек (δ — полуширина линии в данный момент времени). Считая линейную зависимость $E(\delta)$ экспериментально установленным фактом, мы можем утверждать, что кривая рис. 6 есть $E(t)$.

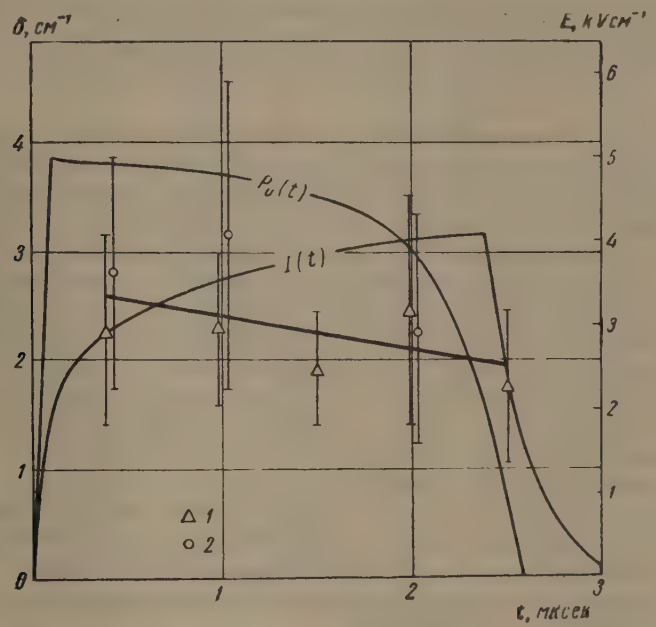


Рис. 6. $P_и(t)$— импульс СВЧ мощности, $I(t)$— импульс свечения разряда; *1* — $p = 4{,}3$ мм рт. ст., *2* — $p = 23$ мм рт. ст.

За начало отсчета времени принято начало переднего фронта импульса генерации СВЧ мощности. Для того чтобы сопоставить его с системой селектирующих импульсов (ступени линии задержки), на вертикальный вход осциллографа поочередно подавался то импульс генерации, то селектирующий импульс, задержанный на известную величину относительно нуля линии задержки. Вспомогательной системой отсчета при этом служила прямоугольная сетка на экране осциллографа. За нулевую величину δ была принята полуширина контура для $t = 3{,}0$ мксек, где еще наблюдается слабое послесвечение. Есть основания считать, что поле в разряде в этот момент мало, так как импульс СВЧ мощности полностью кончается до $t = 2{,}6$ мксек. Поэтому полуширину, определенную для $t = 3{,}0$ мксек, мы принимаем за аппаратную функцию. Аппаратная функция в свою очередь определяет положение оси абсцисс, т. е. начало отсчета δ или E.

В заключение нужно сказать, что начальная часть импульса свечения (в частности, интервал, соответствующий нарастанию СВЧ мощности), к сожалению, не захвачена из-за малой интенсивности свечения (рис. 6).

Цитированная литература

1. Блохинцев Д. И., Ph . Z. Sov. Union, 4, 501 (1933).
2. Мицук В. Е., Ж. техн. физ., 28, вып. 6, 1316 (1958).
3. Дмитриевский О. Д., Непорент Б. С., Никитин В. А., Успехи физ. наук, 64, вып. 3, 447 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Х. А. ДЖЕРПЕТОВ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВСПОМОГАТЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОДА НА ЗАЖИГАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ

В работах [1, 2] напряжение высокочастотного пробоя разрядного промежутка соответствует бесконечному возрастанию концентрации электронов. При таком определении пробоя оказывается, что теоретически величина пробойного напряжения не зависит от начальной ионизации. Вполне естественно предположить, что для заданных условий момент пробоя соответствует возрастанию заряженных частиц до конечной величины. Такое определение пробоя позволяет оценить влияние начальной ионизации на величину пробойного напряжения. Поэтому представляло определенный интерес провести экспериментальную проверку влияния начальной концентрации электронов на напряжение пробоя. Для этого в разрядную трубку был введен вспомогательный электрод, накаливая который можно было по желанию изменять в разрядном промежутке начальную концентрацию электронов.

Напряжения зажигания были измерены как при внутренних, так и при внешних электродах. Опыты показали, что напряжение зажигания, начиная с некоторого значения температуры вспомогательного электрода, резко уменьшается, а затем, при дальнейшем повышении его температуры, остается практически неизменным.

На рис. 1 приведены результаты исследований влияния температуры вспомогательного электрода на напряжения зажигания, проведенных для случая внутренних электродов при расстоянии между ними 2 см.

Из приведенных графиков ясно видно, что при увеличении тока накала вспомогательного электрода (т. е. его температуры) напряжение зажигания вначале остается неизменным, затем оно на некотором участке значений тока накала резко уменьшается, а при дальнейшем повышении температуры практически не изменяется.

Такие же зависимости были сняты при подаче ВЧ напряжения на внешние электроды; при этом положении пластин, служивших ранее внутренними электродами, определяло линейный размер разрядной полости. Результаты этих измерений представлены на рис. 2. Как и в случае с внутренними электродами, напряжение зажигания при увеличении тока накала вспомогательного электрода от 400 до 700 mA (для всех приведенных давлений) резко уменьшается, а затем практически от него не зависит.

Для выяснения своеобразного хода кривых зависимости отношения $\frac{U_{зт}}{U_{з0}}$ (см. рис. 1) от температуры вспомогательного электрода были проведены соответствующие измерения в широком интервале давлений при неизменном расстоянии между электродами. На рис. 3 приведено семейство кривых напряжения зажигания в зависимости от давления при различном значении тока накала вспомогательного электрода.

Кривые зависимости напряжения зажигания от давления показывают, что в этом широком интервале давлений в ВЧ разряде на частоте в 2 MHz при расстоянии между электродами в 2 см для гелия имеют место два ми-

нимума напряжения зажигания. Начиная с некоторого значения тока накала, по мере повышения температуры вспомогательного электрода, область максимальных значений $U_{зт}$ между двумя минимумами постепенно сдвигается в сторону малых давлений. По мере увеличения тока накала область, охватывающая первый минимум напряжения зажигания, сокращается. Оба эти эффекта приводят к тому, что отношение $U_{зт}/U_{з0}$

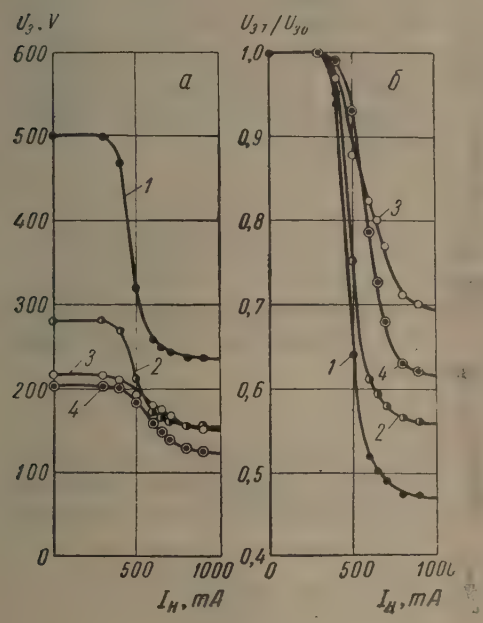


Рис. 1

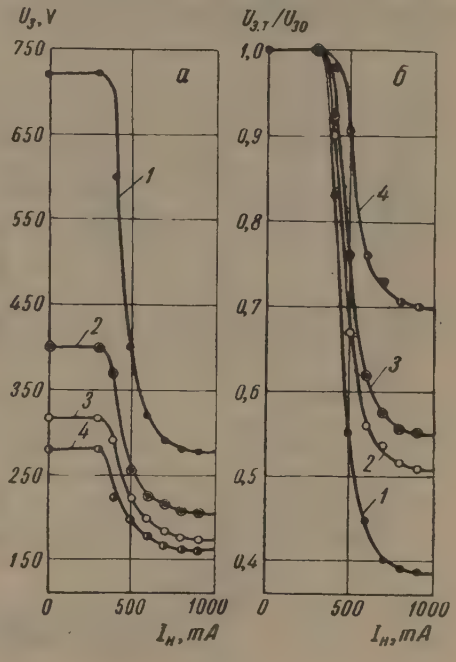


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость эффективного значения напряжения зажигания (*а*) и отношения $\frac{U_{зт}}{U_{з0}}$ (*б*) от величины тока накала вспомогательного электрода в He для внутренних электродов: *1* — $p = 0{,}8$ мм рт. ст., *2* — $p = 1{,}4$, *3* — $p = 5{,}2$, *4* — $p = 7{,}3$ мм рт. ст.

Рис. 2. То же для внешних электродов. Расстояние между внешними электродами $d = 1$ см, расстояние между внутренними электродами $L = 3$ см; *1* — $p = 0{,}55$ мм рт. ст., *2* — $p = 0{,}8$, *3* — $p = 1{,}1$, *4* — $p = 2$ мм рт. ст.

в зависимости от давления в некоторой области температур (1500÷2000°) имеет минимум, что и наблюдается на пунктирных кривых *c*, *d*, *e*; кривые же *a* и *b*, полученные при токах накала в 400 и 500 mA, т. е. при температурах ниже 1500°, минимума не имеют.

Уравнение баланса электронов в разрядном промежутке при диффузионном режиме в момент пробоя, как и в работах [1, 2], имеет вид:

$$n\nu + q + \nabla^2 (Dn) = 0,$$

где n — число электронов в единице объема, ν — число ионизаций в единицу времени одним электроном, D — коэффициент диффузии, q — число электронов, возникающих в 1 сек в единице объема за счет внешнего ионизатора. В отличие от авторов работ [1, 2] мы будем полагать, что концентрация электронов перед пробоем на электродах не равна нулю и зависит от начальной ионизации. При таком предположении решение этого уравнения для случая разрядного промежутка, ограниченного бесконечно большими плоскими электродами, дает для плотности электронов в середине разрядного промежутка следующее вы-

ражение:

$$n = \frac{n_0}{\cos\sqrt{\frac{\nu}{D}}\frac{L}{2}} + \frac{q}{\nu}\left\{\frac{1}{\cos\sqrt{\frac{\nu}{D}}\frac{L}{2}} - 1\right\},$$

где n_0 — концентрация электронов на электродах, L — линейный размер разрядной полости. Вследствие того, что второй член много меньше, чем первый, можно им пренебречь по сравнению с первым. Тогда для концентрации электронов в середине разрядного промежутка в момент пробоя получим:

$$n = \frac{n_0}{\cos\sqrt{\frac{\nu}{D}}\frac{L}{2}}.$$

Допустим, что в момент пробоя концентрация заряженных

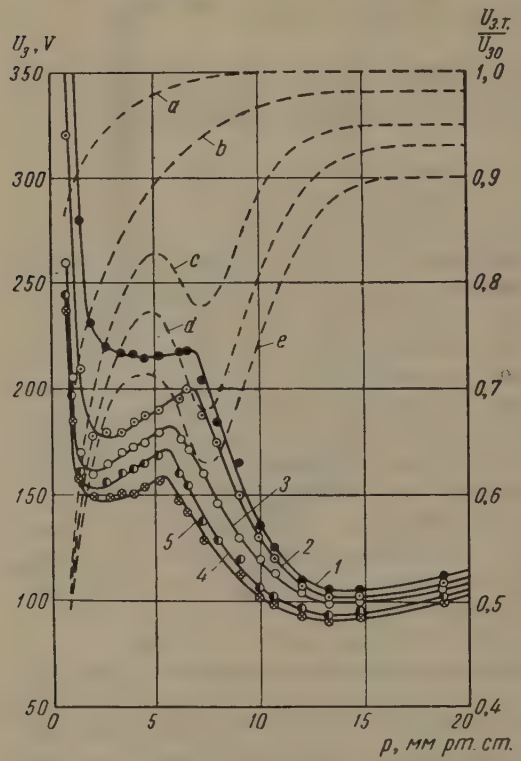


Рис. 3. Зависимость эффективного значения напряжения зажигания (сплошные кривые) и отношения $\frac{U_{зт}}{U_{зо}}$ (пунктир) от давления в He при разных значениях тока накала: *1* — $I_н = 0$, *a* — $I_н = 400$ mA, *2* и *b* — $I_н = 500$ mA; *3* и *c* — $I_н = 600$ mA; *4* и *d* — $I_н = 700$ mA, *5* и *e* — $I_н = 800$ mA

частиц в заданных условиях достигает определенной критической величины $n_к$ и что эта критическая концентрация $n_к$ остается неизменной при тех же условиях и для другой начальной ионизации. Тогда для двух различных начальных ионизаций можно написать:

$$n_к = \frac{n_{01}}{\cos\sqrt{\frac{\nu_1}{D_1}}\frac{L}{2}} = \frac{n_{02}}{\cos\sqrt{\frac{\nu_2}{D_2}}\frac{L}{2}}.$$

Пользуясь зависимостью ν от напряжения зажигания U, данной в работе [2], последнее выражение представим в виде:

$$\frac{n_{02}}{n_{01}} = \frac{\cos\sqrt{A\left(\frac{pL}{2}\right)^2 e^{-\frac{BpL}{U_2}}}}{\cos\sqrt{A\left(\frac{pL}{2}\right)^2 e^{-\frac{BpL}{U}}}}.$$

Здесь A и B — константы, для He соответственно равные 4 и 50; p — давление в мм рт. ст., L — расстояние между электродами в см. Это выражение показывает, что с увеличением начальной ионизации n_0 напряжение зажигания убывает. Введение вспомогательного электрода, способного подводить свободные электроны в разрядную полость, приводит к значительному уменьшению напряжения зажигания ВЧ разряда, так как введе-

ние дополнительных электронов в разрядный промежуток от вспомогательного электрода приводит к увеличению начальной ионизации газа.

Смещение области максимальных значений $U_{зт}$ (между двумя минимумами) в кривых зависимости напряжения зажигания от давления в сторону малых давлений при повышении температуры вспомогательного электрода (см. рис. 3) можно объяснить следующим образом. В работах [3,4] было показано, что амплитуда колебаний электронов в области первого минимума больше, чем расстояние между электродами. По мере приближения к указанной выше области максимальных значений $U_{зт}$ она становится равной расстоянию между электродами. В области второго минимума она становится меньше. Повышение температуры вспомогательного электрода приводит к снижению напряжения зажигания. Вследствие того, что амплитуда колебаний электронов определяется произведением $\lambda_e \cdot U_{зт}$ (λ_e — свободный пробег электрона), уменьшение напряжения зажигания должно сопровождаться смещением области максимальных значений $U_{зт}$ (между двумя минимумами) в сторону больших λ_e, т. е. к области меньших давлений, что и имеет место в описанных опытах.

Автор выражает благодарность проф. Н. А. Капцову, предложившему тему и проявлявшему постоянный интерес к этой работе.

Цитированная литература

1. Brown S., Proc. I. R. E., 39, *12*, 1493 (1951).
2. Taro Kihara, Rev. Mod. Phys., 24, *1*, 45 (1952).
3. Зайцев А. А., Джерпетов Х. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 24, вып. 5 (1953).
4. Джерпетов Х. А., Вестн. Моск. ун-та, *5*, 111 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. МАРГЕНАУ, Е. ДЕЗЛОДЖ и Д. СТИЛЛИНГЕР

ПРОВОДИМОСТЬ СЛАБО ИОНИЗИРОВАННОГО ВОЗДУХА НА СВЧ*

Возрастающий интерес к свойствам верхних слоев атмосферы с точки зрения прохождения высокочастотных электромагнитных волн через ионосферу и через возмущенные области привлек внимание к проводимости ионизированного воздуха. В этой статье рассматриваются некоторые специальные аспекты проблемы проводимости, в частности, расхождения между теоретическими формулами, основанными на различных приближениях и имеющимися экспериментальными данными. Для связности мы в первой части статьи приведем известные результаты, во второй части представим новый вывод основной формулы проводимости и в третьей — проанализируем различные приближения.

1. Обзор известных результатов

Если электромагнитная волна с электрическим вектором $Ee^{i\omega t}$ проходит через среду, содержащую свободные заряды, вызывая смещение $D = Ee^{i\omega t}\varepsilon_0$, то плотность тока $j = \sigma Ee^{i\omega t}$, а соотношение между диэлектрической проницаемостью и мнимой частью комплексной проводимости $\sigma = \sigma_n - i\sigma_i$ имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{4\pi\sigma_i}{\omega}. \tag{1}$$

Комплексный показатель преломления N определяется соотношением

$$\mathscr{E} = Ee^{-iN\frac{\omega}{l}x}, \tag{2}$$

тогда как уравнения Максвелла связывают (1) и (2) формулой:

$$N^2 = E - \frac{4\pi i\sigma_n}{\omega} = E_0 - \frac{4\pi i}{\omega}\sigma. \tag{3}$$

Если N разложить на действительную часть n, соответствующую обычному коэффициенту преломления, и на мнимую часть ik, которая, согласно (2), определяет поглощение, то уравнение (3) сводится к

$$n^2 - k^2 = \varepsilon; \qquad nk = \frac{2\pi\sigma_n}{\omega}, \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned} n^2 &= \frac{\varepsilon}{2}\left\{1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma_n}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right\}, \\ k^2 &= \frac{\varepsilon}{2}\left\{-1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi\sigma_n}{\sigma\omega}\right)^2}\right\}. \end{aligned} \tag{5}$$

В этих формулах знак выбирается таким, чтобы n^2 и k^2 были положительными. Из последней формулы следует, что при больших $\sigma_n/\varepsilon\omega$ величина $k^2 \to \frac{2\pi\sigma_n}{\omega}$. Следовательно, условие $k > 1$, т. е. условие значи-

* Перевод с английского Ю. Д. Горохова.

тельного поглощения на пути в одну длину волны, реализуется, если $\frac{\sigma_n}{\varepsilon\omega} \gg 1$. С другой стороны, из уравнения (1) следует, что ε становится отрицательным при увеличении $\frac{\sigma_1}{\omega}$. Следовательно, действительная часть проводимости определяет поглощение, а мнимая — коэффициент преломления. Итак, проводимость σ является основной величиной нашего рассмотрения. Обратимся к ее вычислению. Для справки выпишем также хорошо известную формулу коэффициента отражения:

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n-1)^2 + k^2}. \qquad (6)$$

Ясно, что при увеличении поглощения k R стремится к единице.

2. Вывод формулы для комплексной проводимости

Ранее одним из авторов было выведено уравнение, используемое при вычислении комплексной проводимости ионизированного газа, в котором явление электронной релаксации обусловлено столкновениями между электронами и нейтральными молекулами. Оно применимо в тех случаях, когда распределение по энергиям произвольно, а поперечное сечение столкновений электронов может быть любой функцией их скоростей. В этом разделе мы выведем эту же формулу более простым путем, получая в процессе вычислений иное выражение, которое применимо при определенных условиях, когда первоначальная формула из-за пренебрежения в использованном разложении членами высшего порядка становится неприменимой.

Рассмотрим плазму в переменном электрическом поле напряженности $E\cos\omega t$. Если ось x выбрать в направлении поля, то больцмановское уравнение переноса можно записать в виде:

$$\gamma\cos\omega t\,\frac{\partial\varphi(v_x, v_u, v_z, t)}{\partial v_x} + \frac{\partial\varphi(v_x, v_u, v_z, t)}{\partial t} = \frac{\partial\varphi(v_x, v_u, v_z, t)}{\partial t}, \qquad (7)$$

где $\varphi(v_x, v_u, v_z, t)$ — функция распределения электронов, которую мы нормируем к единице; $\frac{d\varphi}{dt}$ — изменение функции φ, обусловленное действием любых причин, но не электрического поля, и $\gamma = \frac{eE}{m}$.

Пусть

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d_c\varphi}{dt} + \frac{d_a\varphi}{dt}, \qquad (8)$$

где $\frac{d_c\varphi}{dt}$ — изменение функции φ, обусловленное столкновениями, а $\frac{d_a\varphi}{dt}$ — изменение φ, обусловленное действиями других причин (кроме электронного поля). Предположим теперь, что $\frac{d_a\varphi}{dt}$ — функция абсолютного значения скорости, но не ее направления:

$$\frac{d_a\varphi}{dt} = G(v). \qquad (9)$$

Пусть $W(v, v')\,d\tilde{v}'dt$ — вероятность того, что электрон со скоростью v претерпевает столкновение за время dt, получая конечную скорость, лежащую в интервале от $\tilde{v}'$ до $\tilde{v}' + d\tilde{v}'$. Тогда для изменения φ, обусловленного столкновениями, мы получим следующее выражение:

$$\frac{d_c\varphi}{dt} = \int[\varphi(\tilde{v}', t)\,W(\tilde{v}', \tilde{v})\,d\tilde{v}' - \varphi(\tilde{v}', t)\int W(\tilde{v}, \tilde{v}')\,d\tilde{v}'. \qquad (10)$$

Если первый член правой части уравнения (10) умножить на $n\widetilde{dv}$, где n — концентрация электронов, то он будет представлять собой скорость, с которой, благодаря соударениям, электроны входят в скоростной интервал от $\widetilde{v}$ до $\widetilde{v}+\widetilde{dv}$. Для того чтобы вычислить среднюю скорость электронов непосредственно после соударения, мы должны умножить это выражение на $\widetilde{v}$, проинтегрировать по всему пространству скоростей и разделить на среднюю частоту соударений. Мы предположим, что это выражение является четной функцией* относительно v_x, т. е.

$$\int \varphi(\widetilde{v}',\ t)\, W(\widetilde{v}',\ \widetilde{v})\, \widetilde{dv}' = H(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t) = H(-v_x,\ v_u,\ v_z,\ t). \qquad (11)$$

Если (11) справедливо, то средняя компонента скорости электрона непосредственно после соударений равна нулю. Обратное неверно. Интеграл второго члена правой части уравнения (10) есть частота столкновений $\nu(\widetilde{v})$. Мы предположим, что это выражение есть функция только скорости, но не направления. Тогда для этого члена будем иметь:

$$\varphi(\widetilde{v},\ t)\int W(\widetilde{v},\ \widetilde{v}')\,\widetilde{dv}' = \varphi(\widetilde{v},\ t)\,\nu(v). \qquad (12)$$

Комбинируя уравнение (7) — (12), получим: для больцмановского уравнения переноса выражение

$$\gamma\cos\omega t\,\frac{\Delta\varphi}{\Delta v_x} + \frac{d\varphi}{dt} = k(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t) - \varphi\nu(\widetilde{v}), \qquad (13)$$

где $k(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t)$ — некоторая неизвестная четная функция относительно v_x.

Введем теперь две функции:

$$\varphi_+ = {}^1\!/_2\,[\varphi(v_x) + \varphi(-v_x)] \qquad (14)$$

и

$$\varphi_- = {}^1\!/_2\,[\varphi(v_x) - \varphi(-v_x)]. \qquad (15)$$

После подстановки (14) и (15) в (13) получим

$$\gamma\cos\omega t\,\frac{\Delta}{\Delta v_x}\,[\varphi_+ + \varphi_-] + \frac{d}{dt}\,[\varphi_+ + \varphi_-] = k(v_x, v_u, v_z, t) - \nu(\widetilde{v})\,[\varphi_+ + \varphi_-]. \qquad (16)$$

Заменяя v_x на $-v_x$ и вычитая получившееся уравнение из (16), будем иметь:

$$\gamma\cos\omega t\,\frac{d\varphi_+}{dv_x} + \frac{d\varphi_-}{dt} = -\nu(\widetilde{v})\,\varphi_-; \qquad (17)$$

в этом месте сделаем следующее предположение: для произвольных a и b

$$\int_a^b \varphi(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t)\,dv_x = \int_{a-g(a,\,v_u,\,v_z,\,t)}^{b-g(b,\,v_u,\,v_z,\,t)} \varphi_0(v_x,\ v_u,\ v_z)\,dv_x \qquad (18)$$

здесь $\varphi_0(v_x,\ v_u,\ x_z,\ t) = \varphi_0(v)$ — функция равновесного распределения** и $g = g(v,\ t)$. Это эквивалентно утверждению, что все электроны, которые в равновесном распределении находились бы в данном скоростном интервале, электрическим полем сдвигаются в новый интервал, в кото-

* Если не предполагать четности функции, то для упругих соударений можно легко показать, что, какова бы ни была частота соударений, ее можно заменить частотой соударений в момент передачи [1]. Это, однако, повлияет только на количественные результаты.

** Мы могли бы сделать более общее предположение, что $\varphi_0(v)$ является любой функцией от v. Вид этой функции можно тогда определить из уравнения, соответствующего (17).

ром x-компонента скорости отличается от первоначальной x-компоненты на величину g, а y- и z-компоненты скорости неизменны. Физически такое предположение сводится к тому, что поле, действующее на электрон в направлении v_x, а также соударения, добавляют скоростную компоненту g в направлении v_x. Величина этой компоненты в отсутствие соударения была бы только функцией времени. Однако соударения изменяют величину g, а так как частота соударений есть функция одной v, то можно предполагать, что $g = g(v,\ t)$.

Уравнение (18) можно переписать так:

$$\varphi(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t) + \varphi_0(v_x - g_1,\ v_u,\ v_z)\left[1 - \frac{\partial g}{dv_x}\right]. \tag{19}$$

То же самое можно было бы получить, заменяя в правой части (17) величину v_x на $v_x' - g(v_x')$. Наличие коэффициента $1 - \frac{\partial g}{\partial v_x}$ в (19) объясняется тем, что хотя все электроны в данном интервале в равновесном распределении сдвинуты в новый интервал, величины этих двух интервалов вообще не равны, и, следовательно, плоскость в пространстве скоростей, представленная функцией распределения, изменена при сдвиге.

Если $\left|\frac{\partial g}{\partial v_x}\right| \ll 1$, то уравнение (19) можно переписать в виде

$$\varphi(v_x, v_u, v_z, t) = \varphi_0(v_x - g_1,\ v_u,\ v_z); \tag{20}$$

в этом приближении уравнения (14) и (15) имеют вид:

$$\varphi_+ = {}^1/_2\,[\varphi_0(v_x - g) + \varphi_0(v_x + g)]\,; \tag{21}$$

$$\varphi_- = {}^1/_2\,[\varphi_0(v_x - g) - \varphi_0(v_x + g)]\,. \tag{22}$$

Если φ_+ и φ_- разложить в ряд по степеням g и предположить быструю сходимость получившихся рядов, то

$$\varphi_+ \approx \varphi_0\,; \tag{23}$$

$$\varphi_- \approx -\frac{d\varphi_0}{pv_x}\,g\,. \tag{24}$$

Подставляя (23) и (24) в (17) и разрешая получившееся дифференциальное уравнение относительно g, найдем:

$$g = \frac{\gamma v}{\omega^2 + v^2}\cos\omega t + \frac{\gamma\omega}{\omega^2 + v^2}\sin\omega t\,. \tag{25}$$

Плотность тока дается соотношением:

$$j = Me\int_{-\infty}^{\infty}\!\!\int\!\!\int v_x\varphi(v_x,\ v_u,\ v_z,\ t)\ dv_x dv_u dv_z\,. \tag{26}$$

Имеется несколько выражений, которые можно использовать для функции распределения φ. Если положим

$$\varphi = \varphi_+ + \varphi_- \approx \varphi_0 - \frac{d\varphi_0}{dv_x}\,g\,, \tag{27}$$

то мы получим нашу прежнюю формулу [2]:

$$j = \frac{ne}{3}\int g\frac{d\varphi_0}{dv}\,v d\tilde{v} = -\frac{4\pi Me}{3}\int gv^3\frac{d\varphi_0}{dv}\,dv. \tag{28}$$

Если подставить (20) в (26), то в предположении $g(v_x) \approx g(v_x - g)$, получим

$$j = 4\pi n\cdot\int\left[g + \frac{v}{3}\frac{dg}{dv}\right]v^2\varphi_0 dv \tag{29}$$

Уравнения (28) и (29) идентичны, так как (29) можно получить из (28) интегрированием по частям.

Однако, если вместо (20) в (26) использовать (19), то, преобразуя оси, получим (при тех же предположениях):

$$j = 4\pi ne \int g v^2 \varphi_0 dv. \tag{30}$$

Соотношения (23) и (24) показывают, насколько важна точность для определения g, но не для $\frac{dg}{dv_x}$. В самом деле, было бы удивительно, если бы этот метод дал хорошее значение для $\frac{dg}{dv_x}$ так как приближения (23) и (24) получаются в результате пренебрежения членами $\frac{dg}{dv_x}$. Точность (30) зависит только от точности g, в то время как точность (29) зависит от g и $\frac{dg}{dv_x}$. Следовательно, можно ожидать, что (30) дает более реальное значение для тока, чем (29), при условии, конечно, что для использованной формы функции распределения (19) является физически более разумным допущением, чем (20).

Интересно заметить, что (30) можно было бы получить путем простых физических рассуждений из уравнения Лоренца. Согласно Лоренцу, дрейфовая скорость $\dot{x}$ для электронов с частотой столкновений ν получается из дифференциального уравнения:

$$m\ddot{x} + \nu m\dot{x} = eE\cos\omega t. \tag{31}$$

Разрешая относительно дрейфовой скорости $\dot{x}$ и отождествляя ее с g, мы также получаем (25). Умножая на e, получим ток, вызванный одиночным электроном с частотой столкновения v. Суммируя по всем электронам и принимая во внимание их распределение по скоростям, непосредственно получим (30). Если $\left|\frac{v}{3}\frac{dg}{dv}\right| \ll g$, то правые части (29) и (30) приблизительно равны. Это случай, когда ν постоянна.

Характер приближений, использованных при вычислении (29) и (30), затрудняет оценку справедливости этих выражений на чисто математической основе. Мы сравнили их для специального вида функций φ_0 и $v(\tilde{v})$.

Отрицательная проводимость, получающаяся иногда при использовании (29), возникает из-за неточности этой формулы. Это случается, например, если использовать экспериментальное значение для частоты соударений электронов в воздухе и предположить, что

$$\varphi_0 = (4\pi v'^2)\, d(v - v').$$

Уравнение (30) дает положительное значение для всех v и отличается от (29) на 50% даже при таких скоростях, когда оба выражения положительны. Это безусловно исключительный пример, представляющий только академический интерес, тем более, что использование дельта-функции в уравнении (24) не обязательно для хорошего приближения к (22) (дельта-функцию можно заменить гауссовской функцией). С другой стороны, если использовать те же самые частоты соударений вместе с распределением Максвелла, то (29) и (30) хорошо согласуются в пределах точности оценки интегралов методом седла [2].

Перед тем, как перейти к разделу 3, мы напомним, что (28) и (30) служат основными формулами для вычисления комплексных проводимостей. Для случая постоянной ν они приводят к формуле Лоренца:

$$j = \frac{ne^2E}{m} = \frac{\nu\cos\omega t + \omega\sin\omega t}{\omega^2 + \nu^2}. \tag{32}$$

Эти формулы сильно отличаются, когда ν или φ быстро меняются с v. В этом случае формула (28), в отличие от (30), приводит к отрицательным проводимостям. Практически отличие между двумя формулами несущественно, и в нашей работе мы использовали формулу (28), подобно тому как это сделано в работе [3]. Таким образом, можно написать:

$$\sigma_{ni} = \frac{ne^2}{m} I_{1,2}; \tag{33}$$

$$I_1 = \frac{4\pi}{3}\int \varphi_0 \frac{d}{dv}\left(\frac{\nu v^3}{\omega^2+\nu^2}\right) dv; \tag{34}$$

$$I_2 = \frac{4\pi}{3}\int \varphi_0 \frac{d}{dv}\left(\frac{\varphi v^3}{\omega^2+\nu^2}\right) dv. \tag{35}$$

В этих выражениях φ_0 и ν суть функции v. Если ν постоянна, то вид φ_0 несуществен; с другой стороны, от нее зависит σ_n. В дальнейшем φ_0 предполагается максвелловской.

3. Применение к атмосфере

Относительно ν мы сделаем три предположения. Первые два представляют часто встречающуюся в литературе идеализацию, используемую иногда недостаточно практически. Третье предположение более реально, так как оно основано на экспериментальном значении ν как функции v. Для нас особенно интересно провести сравнение количественных результатов для этих трех случаев. Удобными для рассмотрения величинами являются ωI_1 и ωI_2. Они были подсчитаны как функции ω и имеют параметрическую зависимость от T_e — температуры электронов, T_e (связанной с φ_0) и p/T_A — отношения атмосферного давления p и атмосферной температуры T_A. Последние определялись, конечно, на большой высоте от поверхности земли, где изучалась проводимость.

1. Случай Лоренца

$$\omega I_1^L = \frac{\omega\nu}{\omega^2+\nu^2}; \quad \omega I_2^L = \frac{\omega^2}{\omega^2+\nu^2}. \tag{36}$$

Это хорошее приближение, используемое даже тогда, когда ν не постоянна. В этом случае обычно заменяют $\nu(\tilde{v})$ на $\nu(\bar{v})$, где $\bar{v}$ — среднеквадратичная скорость по максвелловскому распределению:

$$\bar{v} = \left(\frac{3kT}{m}\right)^{1/2}. \tag{37}$$

Ясно, что ωI_1^L имеет максимальное значение, равное $1/2$, при $\omega = \nu$. График ωI_1^L в функции ω/ν, построенный в полулогарифмическом масштабе $(\omega/\nu = e^x)$ симметричен относительно максимума и имеет полуширину $x_{1/2} = 1{,}32$, где $x_{1/2}$ — корень уравнения $\mathrm{ch}\, x_{1/2} = 2$.

В полулогарифмическом масштабе удобно провести сравнение других графиков ωI_1^L с универсальной кривой Лоренца, максимум которой находится в точке $\nu = \nu(\bar{v})$. С другой стороны, ωI_2^L — монотонно возрастающая функция ω, увеличивающаяся от нуля к единице и также имеющая значение $1/2$ при $\omega = \nu$.

2. Постоянная длина свободного пробега

Так как длина свободного пробега есть v/ν, настоящее упрощение предполагает прямую пропорциональность между ν и v. Этот случай был рассмотрен ранее и приводит к результатам [2]:

$$\omega I_1^e = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\Omega\left[1 - \Omega^2 - \Omega^4 e^{\Omega^2} E_i(-\Omega^2)\right]; \tag{38}$$

$$\omega I_2^e = \frac{4}{3}\Omega\left[1/2 - \Omega^2 + \sqrt{\pi}\,\Omega^3 e^{\Omega^2}\{1 - \Phi(\Omega)\}\right], \tag{39}$$

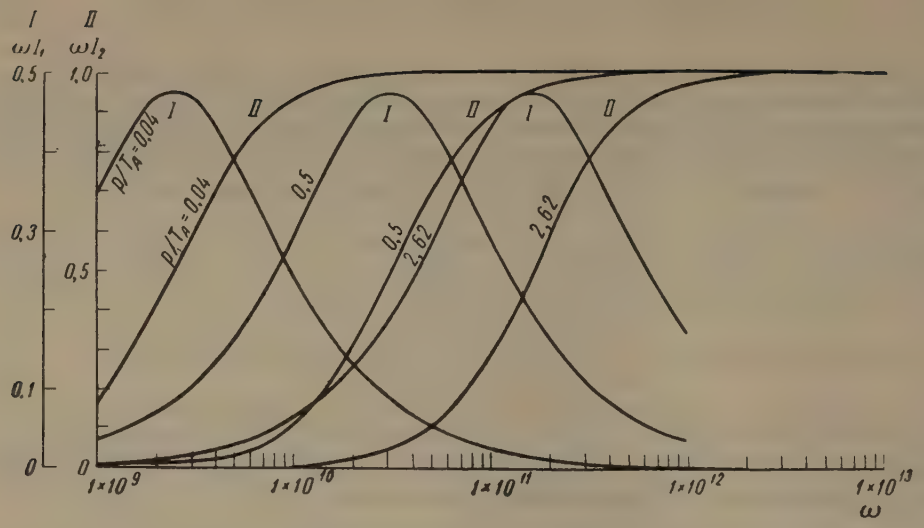


Рис. 1. Зависимость ωI_1 (I) и ωI_2 (II) от ω для $\sqrt{T_e} = 10$

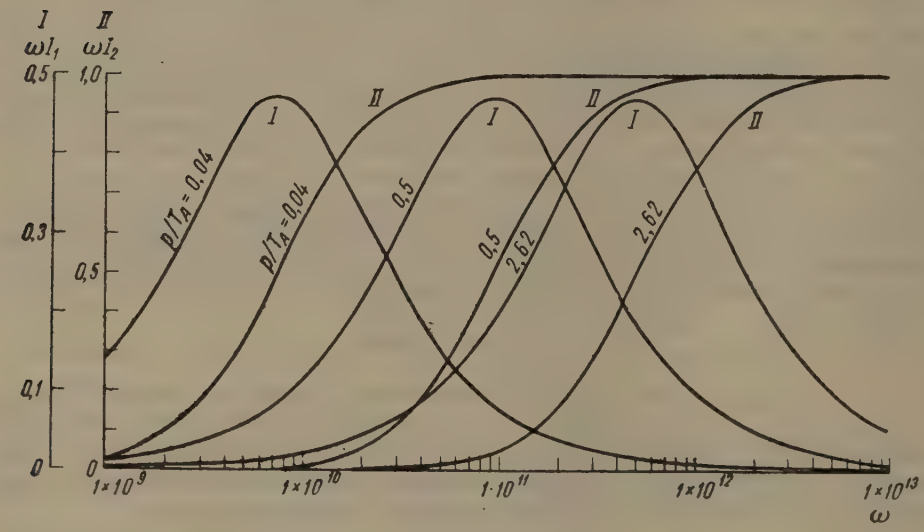


Рис. 2. То же для $\sqrt{T_e} = 30$

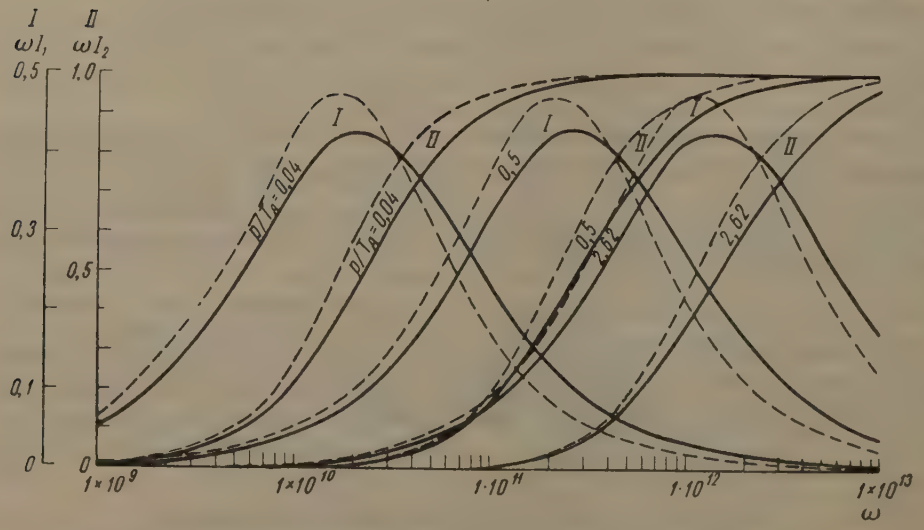


Рис. 3. Сравнение кривых ωI_k^c и ωI_1^R (I) и ωI_2^c и ωI_2^R для $\sqrt{T_e} = 70$

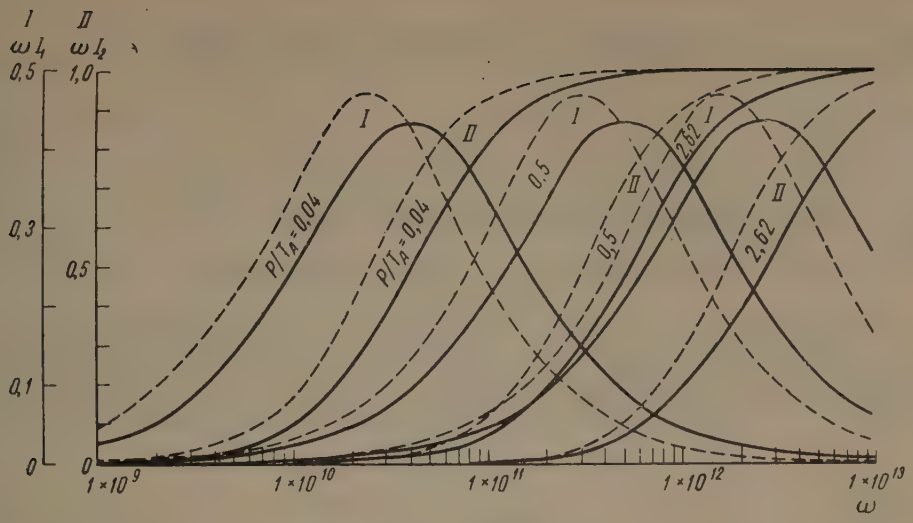


Рис. 4. То же для $\sqrt{T_e} = 100$

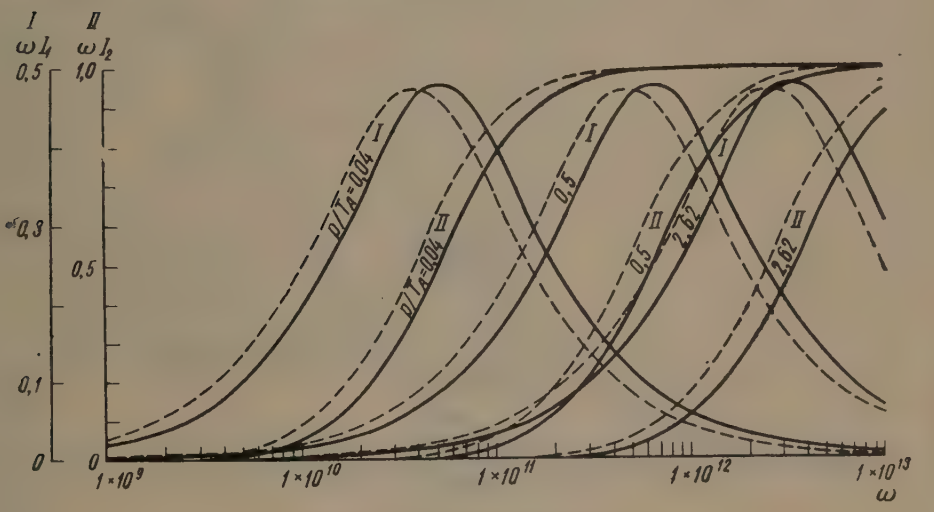


Рис. 5. То же для $\sqrt{T_e} = 150$

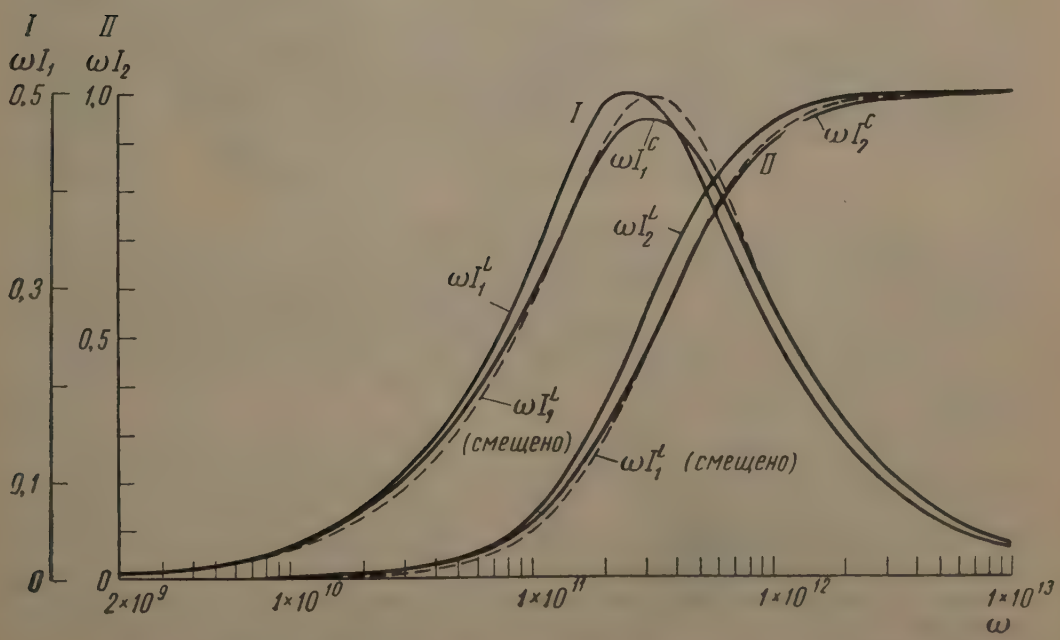


Рис. 6. Сравнение кривых ωI_1^c ωI_1^L (I) и ωI_2^c и ωI_2^L (II) для $\sqrt{T_e} = 100$ и $p/T_A = 0{,}5$

где

$$\Omega = \left(\frac{m}{2kT_e}\right)^{1/2} \frac{\omega}{\nu/v}, \tag{40}$$

а E_i и Ф находятся по таблицам Янки и Эмде.

3. «Действительная» частота столкновений

Предположения 1 и 2 для воздуха при нормальном давлении не выполняются, так как функция $\nu(v)$ для малых значений v не изучена. Графики для ν для кислорода и азота, построенные по данным [3], даны в работе [1]. Для кислорода ν хорошо удовлетворяет гипотезе 2, но для

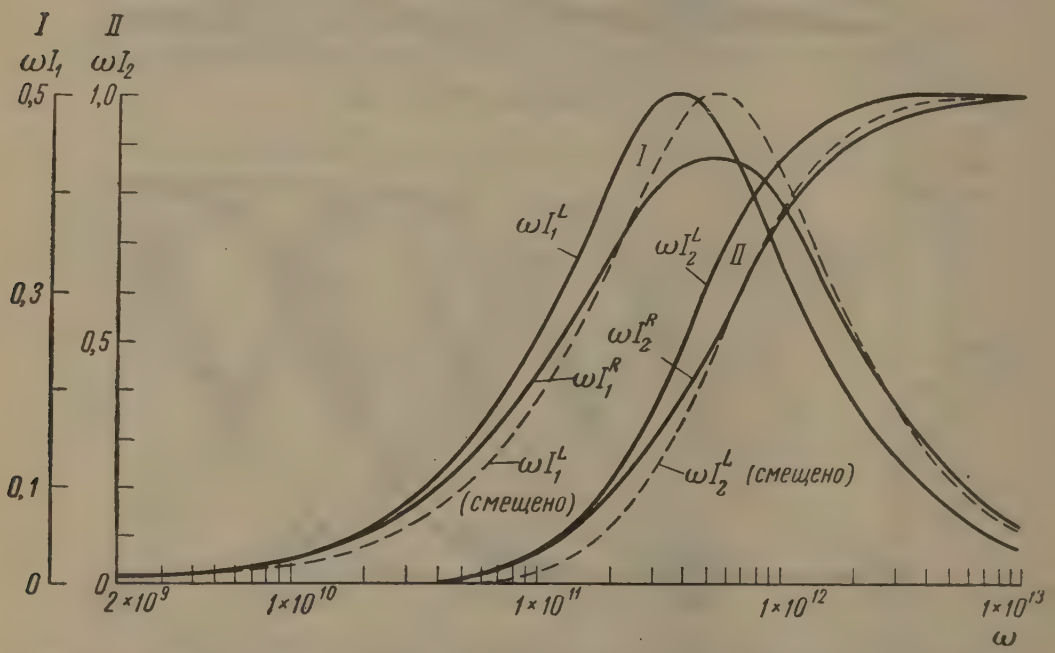


Рис. 7. Сравнение кривых ωI_1^R и ωI_1^L (I) и ωI_2^R и ωI_2^L (II) для тех же условий

азота ее график имеет острый пик при энергии электрона 1,5 eV, т. е. при $v = 9 \cdot 10^7$ см сек$^{-1}$. Для атмосферы приближенное значение ν можно дать при помощи эмпирического выражения:

$$\nu_{\text{возд}} = \left\{8000 + 13000 \exp\left[-\left(\frac{v - 9\cdot 10^7}{2\cdot 10^7}\right)^2\right]\right\} \frac{p}{T_A} v, \tag{41}$$

где v выражено в см сек$^{-1}$, p в мм рт. ст. и T_A — в °К. Различие между случаями 2 и 3 становится заметным при таких T_e, когда многие электроны имеют скорости, соответствующие максимуму кривой (41). Для меньших и больших значений T_e результаты, даваемые случаями 2 и 3, должны быть близкими. Чтобы сделать эти два случая сравнимыми, значение ν/v в (40) выбирается равным 8000 p/T_A, в соответствии с формулой (41) (вне максимума).

Подсчеты по пункту 3 были, конечно, проделаны численно. Результаты представлены на графиках. Рис. 1 — 5 служат для сравнения ωI_1^c с ωI_1^R и I_2^c с ωI_2^R. Для $T_e = 100$ и 900°К построены только кривые ωI^R, ибо для этих температур они на графике практически не отличаются от кривых ωI^c. Сравнение с кривыми Лоренца сделано на рис. 6 и 7, где кривые ωI^L построены по уравнению (36). Для величины ν взяты два значения: $\nu = \nu(v)$, где ν вычислено из (37), и $\nu = \omega'$, где ω' соответ-

ствует максимуму ωI_1^R или ωI_1^c, соответственно. В первом приближении взяты два различных значения $\nu(\bar{v})$: для ωI_1^c взято $\nu(v) = 8000\ p/T_A \cdot \bar{v}$, для ωI_1^R ν подсчитано по формуле (41). Значительное расхождение кривых возникает в максимумах ωI_1^c и ωI_1^R. Расхождение уменьшается, если максимум ωI_1^L намеренно сдвинуть (как указано на рисунках словом

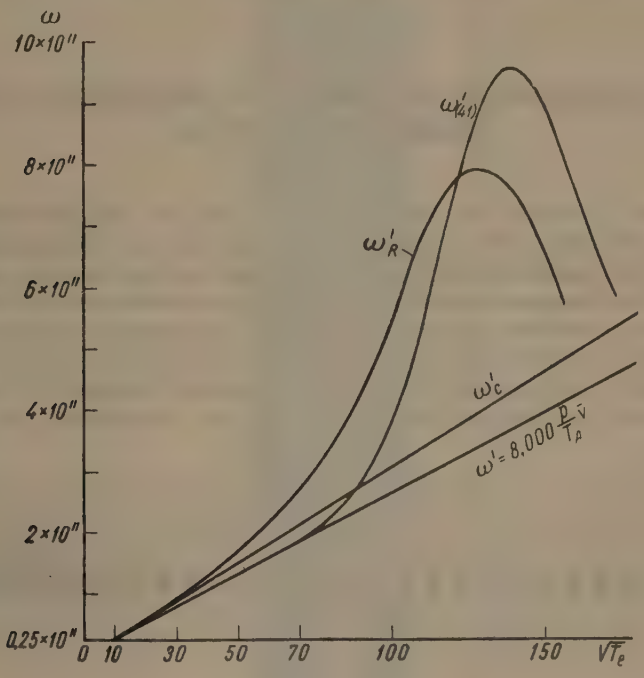


Рис. 8. Сравнение зависимостей ω' от $\sqrt{T_e}$ для $p/T_A = 0{,}5$ при различных допущениях

«смещено») до совпадения с максимумом ωI_1^R или ωI_1^c. Это сделано для того, чтобы показать, насколько структура кривой ωI_1^L около ее максимума близка к структуре менее идеализированных кривых. Как видно из рис. 6 и 7, лоренцовская кривая, даже если она соответствующим образом сдвинута, может отличаться от апроксимируемых. На рис. 8 показано поведение ω' (соответствующего максимуму кривых ωI_1) в зависимости от $\sqrt{T_e}$.

Цитированная литература

1. Brown S. C., Allis W. P., Basic Data of Electrical Discharges, M. I. T. Technical Report, 1, 283 (1957).
2. Margenau H., Phys. Rev., 109, 6 (1958).
3. Brode R. B., Rev. Mol. Phys., 5, 257 (1933).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. ПЕКАРЕК

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ВОЛНООБРАЗНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

В прежних работах [1] мы использовали для исследования низкочастотных колебаний, связанных с подвижными слоями в разряде, метод искусственно вызываемых переходных процессов при малом возмущении. Результаты этих исследований показали, что существование таких колебаний (и их основной параметр—частота связаны) в первую очередь со свойствами плазмы положительного столба. Локализованное импульсное возмущение однородной плазмы имеет своим следствием постепенное появление слоистой структуры плазмы. Слои возникают постепенно от

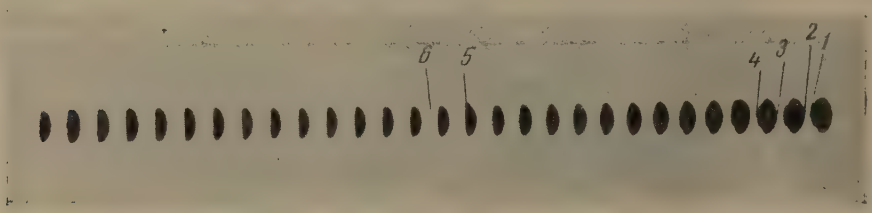


Рис. 2. Неподвижные слои в разряде в водороде. Катод справа. Разрядный ток 4,3 mA, $d = 2{,}2$ см, $p = 2$ мм рт. ст.

катода к аноду, но движутся (в разряде в инертном газе) в обратном направлении. Это своеобразное явление мы назвали волной расслоения. Из описанного опыта вытекает, что движение слоев вызвано свойствами самой плазмы. Движение слоев в краевых областях разряда вызывает во внешней цепи электрические колебания с частотой $f = v/\lambda$. Скорость слоев v и их пространственный период λ определены в случае волны расслоения исключительно свойствами плазмы положительного столба. С другой стороны, в автоколебательном режиме, когда имеет место сильное взаимодействие отдельных повторяющихся волн расслоения, частота колебаний может заметно отличаться от частоты, присущей свободному движению слоев в плазме [1]. Это отличие вызвано изменением скорости слоев вследствие взаимодействия расслоения.

Таким образом, проблема определения микрофизических причин этого типа колебаний сводится к проблеме выяснения причин возникновения и движения слоев в разряде.

С этой точки зрения представляет, конечно, интерес произвести экспериментальное исследование переходных процессов при малом возмущении в таких разрядах, где наблюдаются в одном случае подвижные, а в другом —неподвижные слои. Клярфельд [2] показал, что в некоторых случаях можно внешним воздействием (например, локализованным магнитным полем) подвижные слои остановить, или, наоборот, неподвижные слои привести в движение. Эти опыты не дают, однако, ответа на вопрос, какое же свойство принадлежит самой плазме — неподвижность

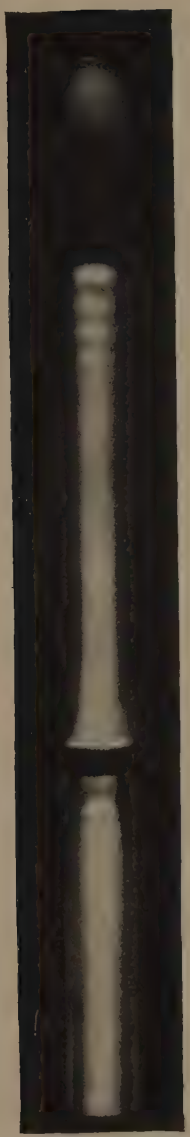


Рис. 1. Фотография разряда в водороде. Справа — катод; в левой половине — металлическое кольцо с последующими неподвижными слоями. Диаметр трубки $d = 2{,}2$ см, $p = 2$ мм рт. ст.

слоев или их движение. Чтобы получить ответ на этот вопрос, мы произвели следующий эксперимент.

Мы подобрали в разряде (в разреженном водороде) такие условия, когда в нем не было подвижных слоев, и неподвижные слои затухали от катода к аноду. В достаточно удаленном от катода месте, где положительный столб был уже вполне однородным, мы поместили снаружи трубки металлическое кольцо. Когда мы подключили к этому кольцу ВЧ напряжение достаточной амплитуды, в сторону анода за кольцом возникали неподвижные затухающие слои (рис. 1). Это совершенно аналогично описанному в [2] явлению; там неподвижные слои получались за препятствием (зондом, отверстием), помещенным внутри трубки.

Не изменяя условий в разряде, мы затем подводили на кольцо вместо постоянно действующего ВЧ поля одиночный электрический импульс. Оказалось, что импульс вызывает постепенное возникновение слоев с запаздыванием в сторону анода, т. е. волну расслоения. Но сами слои не оставались неподвижными, а передвигались от катода к аноду. Следовательно, импульсное локальное возмущение вызвало не стационарные, а подвижные слои. Только в случае стационарного возмущения, осуществлявшегося путем подачи на кольцо ВЧ напряжения, слои получались неподвижными.

Из результата только что описанного эксперимента можно заключить, что плазме свойственно трансляционное движение слоев. Неподвижность слоев в случае подачи на кольцо непрерывного ВЧ напряжения явно обусловлена неподвижностью возмущения, действующего постоянно в одном и том же месте разряда.

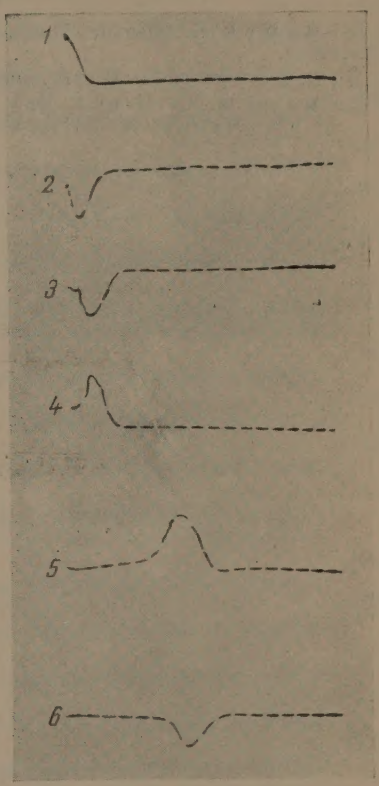


Рис. 3. Осциллограммы изменения интенсивности свечения в разных местах разряда, изображенного на рис. 2. Временные отметки — 20 мксек

При несколько более высоком значении разрядного тока — 4,3 mA в разряде самопроизвольно возникали неподвижные слои, резкие по всей длине положительного столба. Чтобы иметь возможность сопоставить свойства неподвижной слоистой структуры со свойствами подвижных слоев при импульсном возмущении, мы возмущали электрическим импульсом катодную область разряда и при помощи фотоумножителя, который можно было передвигать вдоль оси разрядной трубки, следили за распространением этого возмущения.

На рис. 2 показана фотография разряда с неподвжными резкими слоями в водороде. Осциллограммы изменения интенсивности свечения в разных местах разряда, обозначенных на рис. 2, приведены на рис. 3. Начало осциллограмм соответствует моменту подачи импульса на катодную область. Видно, что возмущение распространяется в виде кратковременного изменения интенсивности свечения в темных и светлых местах отдельных слоев через всю разрядную трубку. Первые осциллограммы соответствуют первому и второму слоям у катода. Различная полярность импульса света обусловлена тем, что в светлой части слоя происходит уменьшение, а в темной — увеличение интенсивности свечения. Таким образом, импульс передается с чередующимся знаком от одной области

к другой, в полном согласии с представлениями, выдвинутыми нами ранее в феноменологической теории слоев [3].

В данном случае скорость распространения импульса равна 1400 м сек$^{-1}$. Время релаксации, вычисленное по теории постепенного возникновения слоев [3], равно для этого случая 5 мксек.

Цитированная литература

1. Пекарек Л., Вестн. Моск. гос. ун-та, 73 (1954); Чехосл. физ. ж., 4, 221 (1954).
2. Клярфельд Б. Н., Ж. эксперим. и техн. физ., 66 (1951).
3. Пекарек Л., Чехосл. физ. ж., 7, 533 (1957).

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ II ВСЕСОЮЗНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ГАЗОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Г. Н. Застенкер и Г. С. Солнцев. Некоторые результаты по формированию высокочастотного разряда низкого давления 934

П. С. Булкин, Г. С. Солнцев и В. Н. Пономарев. Исследование самоподдерживающегося импульсного сверхвысокочастотного разряда в воздухе и процесса его установления 941

С. М. Левитский и И. П. Шапурин. Измерение концентрации зарядов в плазме методом сверхвысокочастотного зонда 948

В. Е. Голант. Возникновение импульсного сверхвысокочастотного разряда в инертных газах 952

В. Е. Голант. О связи между характеристиками сверхвысокочастотного и постоянного тока в газе 958

М. П. Ванюков и А. А. Мак. Получение высоких температур при помощи искрового разряда 962

И. П. Запесочный и С. М. Кишко. Некоторые результаты исследования функций возбуждения полос отрицательной системы N^+_2. 965

Л. М. Волкова. Эффективные сечения возбуждения некоторых спектральных линий калия и аргона 968

М. В. Конюков. Влияние процессов исчезновения отрицательных ионов на их концентрацию в столбе 971

И. С. Стекольников. Некоторые новые результаты изучения длинной искры 975

В. И. Левитов, А. Г. Ляпин и В. И. Попков. Зондовые исследования поля короны переменного тока 980

Г. Н. Александров. Элементарные процессы в зоне ионизации коронирующих проводов при атмосферном давлении 989

М. Я. Васильева, А. А. Зайцев и Э. Д. Андрюхина. Волны колебаний плотности зарядов в цилиндрической плазме 995

В. М. Захарова, Ю. М. Каган и В. И. Перель. Положительный столб разряда в диффузионном режиме 999

А. М. Прокофьев, О. Ф. Кабардин и К. Ф. Кудду. Исследование начальных стадий высокочастотного разряда с острия в воздухе при атмосферном давлении 1004

Р. М. Кушнир, Б. М. Палюх и Л. А. Сена. Исследование резонансной перезарядки в одноатомных газах и парах металлов 1007

А. А. Зайцев и К. И. Эфендиев. Исследование анодных колебаний в разряде низкого давления 1012

С. Л. Мандельштам и М. А. Мазинг. Об уширении и сдвиге спектральных линий в плазме газового разряда 1017

П. А. Матвеева. Разделение бинарных смесей инертных газов в разряде постоянного тока 1021

Г. С. Солнцев, А. Г. Порохин и Н. М. Чистякова. Измерение электрических полей в высокочастотном разряде низкого давления при помощи электронного пучка 1026

В. Е. Мицук, М. Д. Козьминых и И. В. Талалаева. Измерение электрического поля в сверхвысокочастотной плазме 1031

Х. А. Джерпетов. Влияние температуры вспомогательного электрода на зажигание высокочастотного разряда в гелии 1036

П. Маргенау, Е. Дезлодж и Д. Стиллингер. Проводимость слабо ионизированного воздуха на СВЧ 1040

Л. Пекарек. Низкочастотные волнообразные явления в плазме тлеющего разряда 1050

Цена 12 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Контора «Академкнига»

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ МАЛЫХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

(Труды Всесоюзной конференции, проведенной в Москве в ноябре 1957 г.). Под редакцией члена-корреспондента АН СССР И. М. Франка. 1958. 614 стр. Цена 32 р. 60 к.

В ноябре 1957 г. в Москве проходила Всесоюзная конференция по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, созванная Академией наук СССР. В конференции приняли участие свыше 500 советских и 37 иностранных ученых.

В сборнике публикуются доклады, прочитанные на конференции, освещаются новейшие экспериментальные и теоретические исследования ядерных реакций при малых и средних энергиях.

Разделы книги: Реакции на легких ядрах. Поляризационные эффекты при ядерных реакциях. Реакции под действием нейтронов. Реакции под действием дейтонов. Кулоновское возбуждение ядер и реакции под действием протонов. Проблема слабых взаимодействий в связи с несохранением четности при бета-распаде. Фотоядерные реакции. Реакции, вызываемые многозарядными ионами. Модели строения ядер.

Книгу можно приобрести в магазинах «Академкнига»

Для получения книги почтой заказы направлять в контору «Академкнига» по адресу:

Москва, К—12, ул. Куйбышева, 8. Отдел «Книга — почтой» или в ближайший магазин

«Академкнига» по адресу: Москва, ул. Горького, 6 (магазин № 1); Москва, 1-й Академический проезд, 55/5 (магазин № 2); Ленинград, Литейный проспект, 57; Свердловск, ул. Белинского, 71-в; Киев, ул. Ленина, 42; Харьков.